

55485

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ NÜKLEER ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**600 MWe GÜCÜNDE PWR TİPİ BİR NÜKLEER
REAKTÖR KALP ÖNDİZAYN ANALİZİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Müh. Farzad BASHARAT REZAEI

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 27 Mayıs 1996

Tezin Savunulduğu Tarih : 10 Haziran 1996

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Akif ATALAY

Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr. Hasbi YAVUZ

Yard.Doç.Dr. Hasan SAYGIN

Ma. Akif Atalay 10.07.96
Hasbi Yavuz 10.07.96
Hasan Saygin 10.07.96

MAYIS 1996

ÖNSÖZ

Dünyada giderek artan enerji tüketimi karşısında, zamanla tek alternatif kaynak haline gelecek olan Nükleer Güç Reaktörlerin toplum tarafından kabul edilebilir duruma getirilmesi gerektiği inancındayım. Bu görevin yine Nükleer Mühendisler ve nükleer reaktör tasarımcılarının omuzlarında olduğunu düşündüğümünden dolayı, meslektaşlarımızdan toplum düşüncelerine gerekli önemi vermelerine ve insanların gerçeğe yönelebilmelerine yardımcı olmalarını diliyorum.

Bu çalışmada bir güç reaktörün öndizayn hesabı, uygulamalı olarak anlatılmıştır. İlerde benzer çalışmalar yapacak olan arkadaşlar için iyi bir örnek oluşturmasını dilerim. Yüksek lisans öğrenimim boyunca ve özellikle tez çalışmaları sırasında gösterdiği sabır ve ilgi'den dolayı ve çalışmamın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen sayın hocam ve değerli insan **Doç.Dr. Akif ATALAY** 'ya teşekkür etmeyi kendime borç bilirim. Ayrıca yardımı geçen bütün arkadaşlara buradan teşekkür ederim.

Farzad BASHARAT

Çırağan, Ocak 1996

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ÖZET	iv
SUMMARY	v
Bölüm 1: Giriş	1
Bölüm 2: NÜKLEER REAKTÖR DİZAYN METODU VE PRENSİPLERİ	
2.1. Temel Prensipler	3
2.2. Reaktör Kalp Simulasyonu için Modern Reaktör Analiz Metodları ve Dizayn Prensipleri	4
2.3. Spektrum Hesabı	8
2.3.1. Hızlı Spektrum Hesabı [2,5,14,15]	12
2.3.1.1. p^{28} 'in Hesaplanması	14
2.3.1.2. U^{238} Kendini Zırlama Faktörünün Hesabı	18
2.3.1.3. Hızlı Grup Sabitlerinin Hesaplanması	20
2.3.2. Termal Spektrum Hesabı [2,5,14,15]	22
2.3.2.1. Wigner-Wilkins (Proton Gazı) Metodu [2,15]	24
2.3.2.2. ABH Metodu [2,16]	27
2.3.2.3. Bir Grup Termal sabitlerin Belirlenmesi	31
2.4. Difüzyon Hesabı [1,2,8]	33
2.5. Termal-Hidrolik Hesaplamalar [1,2,9,18-22]	35
Bölüm 3: REAKTÖR ÖNDİZAYNI	
3.1. Nükleer Kalp Dizaynı	42
3.2. Güç Dağılımı Optimizasyonu ve Yanabilen Zehir Modeli	48
3.3. Yanma Analizi	63
3.4. Kontrol Çubuklarının Modelenmesi	64
Bölüm 4: SONUÇLAR	66
KAYNAKLAR	68
EKLER	70
KISALTMALAR	74
ÖZGEÇMİŞ	75

ÖZET

Nükleer güç reaktör kuruluşu kadar çeşitli karmaşık merhalelerden geçer. Bunlardan en önemlisi reaktör kalp dizaynıdır. Kalp dizaynı ise belirli sıra takip eden ve kendine özgü mantık yapısı olan çeşitli adımlardan oluşur. Burada ilk adım bir öndizayn çalışması gerçekleştirmektir.

Öndizayn çalışmasında daha önce işleme girmiş reaktörlerden derlenen ve profesyonelce yapılmış tahminlerden oluşan ilk datadan yola çıkarak, reaktör kalbinin parametrik tasarımı gerçekleştirilir. Bu çalışmada nötronik ve termal-hidrolik kuplaj gözönünde bulundurularak, hesaplamalar başlıca spektrum, difüzyon ve termal-hidrolik analiz safhalarından oluşur. .

Öndizayn Çalışması sonucu elde edilen değerler ileri safhalada yapılacak olan önemli ve hassas kalp dizayn hesapları için bir baz oluşturur.

Bu çalışmada ise 600 MWe gücüne sahip bir PWR tipi konvansiyonel bir nükleer güç reaktörü için kalp öndizayn çalışması yapılmıştır. Önce öndizaynın teorik olarak nasıl gelişeceği ve temel prensipleri anlatılmıştır. Daha sonra bu işin önemli kısmı olan simülasyon araçlarının dayandığı teorik metodlar ve çalışma karakteristikleri tanıtılmıştır. Sonunda ise 600 MWe PWR tipi bir reaktör ile ilgili çalışma ve sonuçları sunulmuştur.

Simülasyon çalışmaları ağırlıklı olarak LEOPARD, 2DB ve SCTH kodları ile yapılmıştır. Kodların koşumuna İ.T.Ü. IBM-VMS ortamında başlanmış, fakat daha sonra Linux işletim sistemi altında devam edilmiş ve tamamlanmıştır.

SUMMARY

PRELIMINARY SURVEY ANALYSIS FOR A 600 MWe PWR TYPE NUCLEAR REACTOR CORE

In many aspect, a nuclear power plant resembles to fossil-fuelled power plants. However, a peculiar component to a nuclear power plant is the reactor core in which a nuclear reaction takes place to generate energy. Thus, a design responsibility of a nuclear reactor core primarily belongs to reactor physicists or nuclear engineers. This thesis study includes a core design analysis of a LWR reactor. For this purpose a 600 MW_e PWR type reactor is taken as a model and its preliminary survey analysis is performed. In this study, any new design feature has not aimed, but rather a conventional reactor model has been chosen. The evolment of a power-reactor system, namely, to accomplish finally the construction and reliable operation of a nuclear power plant needs several stage processes. If the desired goal here can be considered a problem, then the solution of which will need to proceed through a number of logical steps. The initial step is to define the problem in a total way. Since we have already defined - or at least named - this, we can now perform next stage study which is called preliminary design and that is the subject of this thesis project.

In a design study, a set of system parameters must be determined such a way that safe, reliable, and economical reactor operation at the rated power level over the desired core lifetime is possible. This requires analysing the effects of various relevant parameters together considering many constraints or restrictions. Obviously, analysis models will involve computer simulations in many stages of design process. A design effort in each stage will not involve in the same level of sophistication with respect to used analytical models and computational tools. As more information is accumulated, the design effort advances to increasingly detailed studies in an effort to narrow in on a reference design with which one can perform trade-off studies in order to determine the best choice of system parameters to achieve the optimum core performance consistent with design constraints. Naturally during these latter stages of the design processes the analytical models used to predict core behaviour become more detailed and expensive.

Earlier and later stages of the design studies, however, include many similar logical structures, in contrast to analytical and computational models used in terms of the degree of sophistication. Consequently, while we perform here a preliminary survey analysis of our model pointed out above, we present both solution of our model problem and also provide general design aspects indicating how-to attack a similar problem. In this study, we consider neutronic and thermal-hydraulic behaviour

of the core. Between these parts of analysis, there exists a strong interaction. Although structural (or stress) analysis of core components and economic analysis also play a deterministic role in the design, we exclude this part of analysis in our study.

We have to now perform design a reactor for given electric power and overall plant thermal efficiency. (hereafter, the word 'design' should tell us that this is a preliminary design). In this study the latter parameter is taken as 0.33 that this means our reactor will have 1818 MW thermal output. In order to start, we should have some initial data. This data can be obtained from some monographs and safety analysis reports of nuclear reactors under operation. For our model, we choose Combustion Engineering (CE) 16x16 batch, PWR type reactor. This provides us core geometry, approximate number of assemblies and fuel enrichment vs. Since a different power level is assumed, some adjustment in initial data is made. Now our goal is to determine reactor nuclear and thermal-hydraulic parameters with required characteristic constraints. For this purpose, we are expected to determine core nuclear and thermal behaviour. This two aspects of the core analysis is strongly coupled to each other.

The nuclear behaviour requires the neutronic analysis of the core. We should determine the core multiplication and flux or power distributions of the core. The core power distribution of the core is of central importance to following thermal analysis and fuel depletion studies of the core. On the other hand, the core multiplication will depend on the reactivity and control analysis. In order to know neutronic behaviour, we need to keep track neutron balance during operation of the reactor. The best description for this purpose is provided by the neutron transport. If we can solve time-dependent neutron transport equation for the reactor core during operation life, our task will be truly too easy. However, the solution of this equation with seven independent variable is not almost practical because of some reasons. Mainly this is due to extreme heterogenous structure of the core and extreme energy and space dependence of the cross sections. Therefore, the neutronic analysis of a core is to be handled by clever and practical manipulations. This necessitates rather the solution of the multigroup diffusion equation (MGD) to determine spatial distribution of neutrons (especially for preliminary analysis). Hence this provides us core multiplication factor and power distribution throughout the core.

Diffusion theory is an approximation to the transport equation that it will only yield reasonable accuracy if some conditions meet. This is usually not the case, however diffusion codes, if accurate cross section sets are supplied, can perform few-group detailed spatial power distribution for the core. Since the cross sections depend on sensitively on energy, few-group constants (spatially and energetically collapsed) must be generated accurately. In reactor design, this can be accomplished by the so-called spectrum calculations. On the other hand, initial fuel inventory in the core is always greater than the critical amount. Hence this causes an excess reactivity in the core lifetime and must be compensated by some means. This requires in core design a control analysis. As a result, roughly speaking, instead of directly attacking to the solution of transport equation, the neutronic behaviour is treated by spectrum and

diffusion calculations and also control analysis is incorporated into this scheme. Basically, in terms of the involved theory, the spectrum calculations is the most challenging part of this calculations. Many transport theory methods, approximations, and corrections are employed to perform this part of the design analysis.

In this thesis project, we employed LEOPARD code for the spectrum calculations. This code zero-dimensional (0-D) pin-cell analysis code, which is widely used LWR design. Choosing 0.625 eV cadmium threshold energy, in its upper and lower energies, it performs fast and thermal spectrum calculations, respectively. The code fast and thermal spectrum calculations performs separately by using 54 group MUFT and 172 group SOFOCATE algorithms. As seen, the energy treatment of the code is very detailed, which is one of the main features of the spectrum codes. On contrary, for spatial treatment, the code homogenizes everything to the cell. In this crude spatial treatment, the LEOPARD treats a pin-cell considering four spatial region: fuel, clad, moderator, and non-lattice region. In a LWR, an actual core consists of many regions that do not consist of pin cells, e.g., burnable poison lattice cells, waterholes (for instruments or control rods), and interassembly water gaps. Thus if the MGD calculation is to include those regions, appropriate cross sections would have to be determined by some auxiliary calculation. This is true whether the MGD calculation is to treat the extra regions explicitly or implicitly homogenizing the extra regions with the unit cells. In fact, the latter case would necessitate knowing the relative flux levels of the unit cell and extra regions in order the collapse the cross sections correctly. LEOPARD improves on this situation by defining a "non-lattice" region which includes the portions of the core which are not unit cells ("lattice regions"). Thus by this approach, non-lattice regions are considered by the LEOPARD and thereby following diffusion calculations.

In fast spectrum calculations, an important issue is the treatment of the resonance absorption. MUFT algorithm (in a version used by us) treats resonance integrals by the unbroadened NRIM approximation. In fast region, other important phenomenon is the energetic self-shielding effect of the fuel rod. For this purpose, the code performs a optional ω^* - search. According to this search, direct resonance integral calculation results is adjusted until it is in agreement with Strawbridge-Bary metal-oxide correlation. As in thermal spectrum calculations, for resonance absorption, fast fission effects etc. fast spectrum calculations rely on a useful transport method called "collision-probability" method. In MUFT algorithm, fast spectra is generated by solving B_1 equations. For this purpose Selengut-Goertzel slowing down scheme is employed, and, total equations are discretized over lethargy variable and numerically solved. Previously calculated resonance parameters are used in this scheme. Once the fast neutron-energy spectrum is obtained, 54-group MUFT calculation is utilized to generate one-fast group constants for the next stage MGD calculations.

Thermal spectrum calculations have somewhat different aspects with respect to that of fast spectrum. Here some molecular effects and upscattering also play role and need relatively detailed spatial treatment. Therefore for spatial collapsing, one need to know thermal disadvantage factors of different regions. This procedure in

SOFOCATE algorithm is performed by a well-known technique ABH method. This is a crude approximation as compared to integral transport algorithm (THERMOS) which is used in 1-D spectrum codes. The determination of the thermal spectrum in this scheme is performed by the Wigner-Wilkins method. Now the ABH method is performed for the spatial collapsing for 172 group. Then the Wigner-Wilkins spectrum is used to energetically collapse group cross-sections to generate one thermal group MGD constant.

In our work for the MGD calculations we used a 2-D finite difference code 2DB. This code is capable of doing global calculations for both coarse and fine mesh. It solves MGD equations with the spatial discretizing. Hence the core is analyzed energetically by a few-group (for 2DB this is either two or four which is exactly what LEOPARD is capable of generating MGD constants) but with a detailed spatial treatment. The code has x - y and r - z run options. Employing core symmetry, the code may be run for 1/4 core or upper half for these cases, respectively. The output of the code includes spatial fast and thermal flux distributions throughout the core. Depending on this output data, more useful output of the code is the power distribution of the core. Hence power maps for each assembly (by x - y run), regional axial power maps (by r - z run), or inter-assembly power maps (by fine mesh run) can be calculated by the code. 2DB also yields core multiplication which is needed by control analysis.

Since there is a coupling between neutronic-and thermal-hydraulic behaviour of the core, in order to start spectrum calculations, many thermal parameters are required. This parameters are determined via thermal-hydraulic analysis of the core. For this purpose in our design study, we used flow-channel analysis code SCHAT. This code calculates the coolant conditions such that pressure, density, temperature, quality etc. and the fuel rod temperatures in both an average coolant channel and the maximum power coolant channel of a light water reactor. These calculations are performed in each of these two channels. In performing the calculations, the code accounts subcooled, local boiling and bulk boiling regimes for the clad-coolant heat transfer. If it is required, axial power profile may be input the code. The code evaluates the departure from Nucleate Boiling Ratio (DNBR). For this purpose, the code evaluates DNB heat flux from W-3 heat flux correlation which is developed especially for PWR's. Code also evaluates channel pressure drops in addition to many other thermal and flow condition parameters.

Once these computational tools whose properties described above are available, we can now start our design effort. As we mentioned above, first we determined initial data with previous experience and model associated with educated guess. Our main design goals are to obtain power distribution throughout the core as flat as possible, to have appropriate reactivity coefficients and a reasonable cycle length. Most of these data are provided us by the 2DB code. However, to run this code, we must first perform spectrum calculations. Since LEOPARD analyzes pin cell, and even a quarter core have ten thousands pin cell, we run this code for representative pin-cells which are called *asymptotic pin-cells*. Also it is worth to mention that the spectrum calculations depend on large range of data including

thermal-hydraulic data. Thus initial data must be set up the description given above. When the spectrum calculations are performed, we next feed homogenized, collapsed cross-sections into 2DB to obtain mainly power maps and core multiplication factor. 2DB run with x - y and r - z options provide us assembly and axial power maps, respectively. The latter power profile is also needed as one of the main input to SCHAT code.

In second iteration, we are supposed to use SCHAT thermal output rather than initially compiled data in LEOPARD. then repeat this process until a convergence is reached in power maps, multiplication factor etc. This iteration is usually repeated maybe hundreds of times. However, while this is the logical structure of the design process, never all aspects of the design evaluation can be performed at one stroke. In other words, loading or fuel replacement strategy, poisson and depletion problems can be solved subsequently. Hence, to start iteration process described above, we have to first decide our loading map. In our model, the core consists of three type assembly with respect to average assembly enrichment. At the same time each assembly contains three different enriched fuel-pins. For the unpoisoned core, we choose the same loading map for each type assembly with respect to different enriched fuel-pins and water holes while preserving inter-assembly symmetry. Once the core loading is set up, we examine assembly power maps. As we expect, this power with high power-peaking factors will be never flat in the required level. This situation will improve, however, by the model of burnable poisson.

In order to both increase the allowable initial core loading and compensate significant portion of the excess reactivity, some materials (poisson) with very high neutron absorption cross section is loaded into core. For this purpose, different choices such that soluble poisson (chemical shim, e.g. soluble boron) or lumped poisson pin (e.g. Gd_2O_3) alternatives are possible. Each choice has its own advantages and disadvantages. In our model, we consider Gd_2O_3 pins for burnable poisson. As compared to homogeneously distributed poisson, this model several advantages. Because of self-shielding, lumped poisson pins have better excess reactivity match during a cycle and provides no residual poisson at the end of cycle, otherwise, it would cause shortening fuel lifetime. Unfortunately, the analysis of burnable poisson is quite difficult and requires complex neutronic (transport) codes other than we used in order to obtain results useful for detailed design studies. As in it is sometimes resorted to, we rather used crude models to treat poisson. We used definite number of poisson pins close to the center of the core to compensate the excess reactivity and also to have acceptable power distribution with reasonable power peaking factors for a clean core.

Our next task is to analyze one fuel cycle. This requires depletion analysis. our goal here is to have a reasonable cycle length. This part of analysis must include also poisson depletion in addition to the fuel. Since the clean core power distribution can not be maintained after the operation starts, to follow power distribution throughout the cycle is required in order not to exceed the thermal limitations thereby causing fuel failure. In this stage of design, we can proceed further with similar logic to the process of setting clear core design with the exception of details involved. For this

purpose we again used LEOPARD code with burnup option. Assigning optional time steps until end of fuel life, this code can generate cross-section sets to be used in the 2DB. This procedure is associated with our poisson depletion model. By this means we obtained inter-cycle and end-of-cycle radial and axial power maps.

In our design effort, the last step is to model movable control rods. They serve to power manoeuvring, shim control and reactor scram. For shim control, control rods is desired to compensate minor portion of excess reactivity. Because they are strong absorbers hence they cause major perturbations in the neutron flux in their vicinity. On the other hand they capable of compensating all excess reactivity in emergency situation for shutdown the reactor. Due to their strong absorbing nature also, to model control rods accurately is difficult task. In our work, we used relatively simple scheme to design control rods.

Theories and design principles which briefly summarized above are presented in this thesis in detail. Initial, intermediate and final results which belong to the appropriate stages of design steps are given. Here the major emphasis is given to the evaluation and the interpretation of power distribution of the core. The final design data including core, fuel, and thermal and flow condition parameters are determined and presented. Core multiplication factor for different cases and reactivity coefficients together with engineering safety factors are evaluated.

1. GİRİŞ

Günümüzde nükleer reaktörler barışçı amaçlar için, ilk planda enerji üretimi olmak üzere yaygın amaçla kullanılmaktadır. Dünyada hergün artan enerji ihtiyacı sebebi ile nükleer enerjinin alternatif enerji kaynakları karşısındaki rolü tartışılmayacak bir gerçek olarak karşımızdadır. Bir nükleer reaktörün dizayn, konstrüksiyon ve emniyetli operasyonu amacı ile çeşitli disiplinlerin yanısıra nükleer mühendisler, bu bahsedilen aşamalarda önemli görevler ve sorumluklar üstlenmektedirler. Özellikle gelişmiş ülkelerde ulusal enerji üretiminde nükleer reaktörlerin payı önemli oranlardadır. Günümüzde çeşitli kriterlere bağlı olarak çeşitli nükleer reaktör tipleri işleme sunulmuşlardır.. Bunlardan en yaygını hafif su soğutmalı ve yavaşlatıcılı reaktör tipidir. Söz konusu reaktör bu karakteristiklere bağlı olarak *Hafif Sulu Reaktör* (Light Water Reactor - LWR) olarak adlandırılır [1,2].

Nükleer güç santralleri kendisini oluşturan çeşitli komponentlerinin mevcudiyetiyle fosil yakıt tüketen güç santrallerine büyük bir benzerlik gösterir. Fakat bu farkın en önemli olduğu birim, enerji üretmek amacı ile nükleer reaksiyonun vuku bulunduğu reaktör kalbi olup bir nükleer reaktörün kendine özgün bir komponentidir. Dolayısıyla reaktör kalbinin dizaynı ilk planda bir nükleer mühendisin sorumluluğundadır. Reaktör kalbinin dizaynı reaktör konstrüksiyonuna giden önemli bir adımdır. Bu işlem çeşitli safhalardan oluşur. Konunun anahatları takip eden bölümde daha detaylı olarak verilecektir. Biz bu çalışmada bu safhalardan birini veya diğer bir deyişle bir nükleer reaktörün ön dizayn hesaplamalarını (preliminary survey analysis) ortaya koyacağız [1,2].

Çalışmada ele aldığımız model için 600 MW_e 'lik bir basınçlı su reaktörü (Pressurized Water Reactor: PWR) tipi bir güç reaktörü seçilmiştir. Bu amaçla

sözkonusu reaktör kalbinin simülasyonu yapılacaktır. Seçilen modelde herhangi farklı bir fikir, diğer bir deyişle yeni bir kavramın (örneğin kendiliğinden emniyetli reaktör modeli - Process Inherently Ultimate Safety: PIUS [3] veya yanabilen zehiri yakıtın merkezinde eşmerkezli olarak içeren yeni yakıt modeli [4] vs.) tasarım çalışmasına girdilenmesi amaçlanmayacak ve fakat tam anlamıyla klasik bir reaktör modeli seçilecektir.

Bu çalışmanın sunuluşu şu bölümlerden oluşmaktadır. Bölüm-2'de bir nükleer reaktörün dizayn kavramı açıklanmaya çalışılacak ve öndizaynın bu çerçevedeki yeri işaret edilecektir. Bir reaktör dizaynındaki adımlar ortaya konulacak ve bu adımların birbirleriyle bağlantısı açıklanacaktır. Bunu takiben öndizayn çalışmasının her evresinde kullanılacak hesaplama vasıtaları yani bilgisayar kodları tanıtılacaktır. Bu kodları oluşturan temel teorik bilgiler ve metodlar tanıtılacak ve dizaynın farklı evrelerinde kullanılan kodların karakteristikleri verilecektir.

Bölüm-3, seçilen model için, reaktör öndizaynının nasıl gerçekleştirildiği tasvir edilecektir. Bu amaçla dizaynın temel prensipleri ve tasarım kriterleri ortaya konulacaktır. Çeşitli alternatifler arasında nasıl seçim yapıldığı ve hangi varsayımlara ihtiyaç duyulduğu açıklanacaktır. Çalışmayı gerçekleştirirken hesaplama araçlarından nasıl faydalandığı gösterilecektir. Tasarıma başlarken ihtiyaç duyulan datanın belirlenerek bunların çeşitli dizayn evrelerinde nasıl geliştirildiği sistematik bir tarzda sunulmaya çalışılacaktır. Çalışmanın sonunda elde edilen fiziksel parametreler ve bunların sağladığı işletim karakteristikleri bu bölümde sunulacaktır.

Bölüm-4, bu tez çalışmasının kısa bir genel değerlendirmesini ve yorumunu içermektedir. İleriye dönük olarak, benzer çalışmalar için öneriler ve tavsiyeler bu bölümde yer almaktadır.

2. NÜKLEER REAKTÖR DİZAYN METODU VE PRENSİPLERİ

2.1 Temel Prensipler

Bir reaktör kalbinin dizaynı nötronik ve termal-hidrolik hesaplama aşamalarından oluşur. Her ne kadar iki safhaya ait hesaplamalar birbirinden bağımsız olarak gerçekleştirilse bile birbirleri arasında güçlü bir kuplaj söz konusudur. Örneğin, bazı termal-hidrolik data elimizde mevcut değil iken, nötronik hesaplamayı gerçekleştirmek mümkün olmayacaktır. Bu hususun ele alınışı aynı zamanda dizayn hesaplamalarının ana fikri ile ilgilidir. Bir reaktörün tasarımı ilgili safhalara ait teori ve çeşitli kriterleri gözetilen dizayn prensiplerinin birlikte ele alınması ile gerçekleştirilir [1,2].

Bir reaktör kalbinin dizaynında ilk safha genelde bir öndizayn çalışmasını gerektirir ki bu tez projesinin konusunu teşkil etmektedir. Bununla beraber, yapılacak olan bu çalışmanın en genel reaktör dizaynındaki yerini vurgulayabilmek için, sözkonusu dizayn hesaplarının bütününe göz atmamız gerekir. Bir nükleer reaktörün konstrüksiyonuna başlamadan önce elimizde çeşitli data ve parametrelerin bilinmesi gerekir. Bunlar, nükleer data, kalp data, termal-hidrolik data vs. bilinmesi gerekir. Yukarıda da bahsedildiği gibi birçok parametrelerin bilinmesi, datalar arasındaki kuplaj sebebiyle, yine bilinmeyen birçok parametrenin bilinmesini gerektirir. Daha ilginç husus bu son bahsedilen parametrelerin bilinmesi de, bunların belirlenmesine yardım edeceği parametrelere ihtiyaç duyar. Diğer bir deyişle parametreler arasında sıkı bir kuplaj sözkonusudur [1,2].

İlk planda temel datanın hazırlanması çok fazla efor ve maliyet gerektirmeyen bilgisayar kodları ile yapılır. Yukarıda bahsettiğimiz geri besleme sebebiyle bu kodları ilk koşmada giriş datası önceki tecrübeler ve sorumlu şahısların veya ekibin donatılmış olduğu teknik bilgiye dayanan tahmini datadır. Bu safha bizim

ilgilendiğimiz öndizayn çalışmasını oluşturur. Bu aşamadan elde edilen değerler daha sonra öndizayn safhasına göre çok gelişmiş ve çoğu ticari nitelik taşıyan bilgisayar kodları kullanılarak gerçekleştirilir. Bu işin çarpıcı tarafı, ikinci safhada takip edilen işlem mantığının birinci safhaya çok yakın olmasıdır. Bunun yanısıra, öndizayna başlarken, zorunlu olarak yukarıda bahsedilen tahmini datayla başlarken, bu ileri aşama simülasyonda biz çoğu zaman öndizayn aşamasından gelen dataları ilk data olarak kullanırız. Bütün bu hususlara rağmen, yinede reaktör konstrüksiyonunda kullanılacak parametreler, son simülasyondan gelen parametrelerin, önceki tecrübeletin ışığı altında vede çeşitli mühendislik kriterlerinin süzgecinden geçirilmesiyle emniyet marjinlerini de içerecek tarzda seçilmesiyle ortaya konulur. Sonuç olarak bu projede biz yukarıda bahsedilen öndizayn çalışmasını bu tez projesinde gerçekleştireceğiz.

2.2 Reaktör Kalp Simülasyonu için Modern Reaktör Analiz Metodları ve Dizayn Prensipleri

Reaktörde, çeşitli reaksiyon hızlarının belirlenmesi çok önemli bir hususu teşkil eder. Kalp'te, nötronların nükleer yakıtla etkileşmeye girerek fisyonu sebep olmaları ve bunun sonucu enerjinin açığa çıkmasının yanısıra, nötronların rol oynadığı diğer reaksiyonlarda sözkonusudur. Bu sebeble bir reaktör kalbinde reaktör analizinin ilk temel problemi, nötron dengesini yani nötron kaybını ve kazancını gözetmektir. Nötronik davranış için gerçek tasvir veren denklem nötron transport denklemidir. Bu denklem standart notasyonla aşağıdaki gibi verilir [2].

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla \psi + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \psi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}', t) + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' v(E') \Sigma_f \psi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}', t) \quad (2.1)$$

Bu denklemle ve çeşitli karakteristikleri ile ilgili bilgi literatürde geniş ölçüde yer almıştır [2,5,6]. Doğru tesir kesitlerinin denkleme girdi şartına bağlı olarak, nötron

transport denkleminin çözümü, nötronlarının davranışını tam olarak ortaya koyar. Bununla birlikte, bu denklemin direk çözümü hem çok güç hem de çok pahalıdır. Bunun yerine reaktör analizinde, transport denkleminin bir yaklaşım olan çok-gruplu nötron difüzyon (ÇGD) denklemi kullanılır. Yine standart notasyonla çok-gruplu nötron difüzyon denklemi şu şekilde verilir [2].

$$-\nabla D_g(\mathbf{r})\nabla\phi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{Rg}\phi_g(\mathbf{r}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{Sg' \rightarrow g}(\mathbf{r})\phi_{g'}(\mathbf{r}) + \frac{\chi_g}{k} \sum_{g'=1}^G \nu\Sigma_{fg'}(\mathbf{r})\phi_{g'}(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

$$\Sigma_{Rg} = \Sigma_{ag} + \Sigma_{sg}$$

Bu denklem transport denkleminde yer alan nötronların migrasyonu yerine, bunların çok yoğun ortamdan az yoğun ortama difüze olduklarını varsayar [7]. Dolayısıyla nötron difüzyon denklemi ancak bazı şartlar sağlanması koşuluyla (çoğu kez bu mümkün değildir), nötron transportuna iyi bir yaklaşım sağlayacaktır. Bununla birlikte difüzyon yaklaşımı, reaktör analizi ve kalp simülasyonunda yaygın olarak kullanılır. Difüzyon yaklaşımının kaba tasvirine rağmen, bu durumu iyileştiren başlıca sebepleri aşağıdaki gibi açıklayabiliriz.

i) Difüzyon denklemi, nötronik hesaplamalarda, sadece akının uzaysal dağılımını ve buradan hareketle lokal güç değişimini belirlemek için kullanılır.

ii) Nötron transport denkleminin çözümü ile ilgili olarak yukarıda bahsedildiği gibi, çok-gruplu difüzyon denkleminin de doğru sonuçlar vermesi, ancak denkleme doğru tesir kesitlerinin girdilmesi ile mümkündür. Bu aşamada nötron transport denklemini tekrar devreye girer ve ilgili tesir kesiti kütüphanelerinin hesaplamalarında birçok transport yöntemi ve transport düzeltmeleri, çok-gruplu difüzyon denkleminin girdilenecek tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılır [2,8].

Yukarıda Dk.(2) ile verilen ÇGD denklem'inin çözümü bize grup akıları $\phi_g(\mathbf{r})$ ve çoğalma katsayısı k_{et} 'i verir. Grup akılarını bilerek, buradan hareketle güç dağılımını hesaplayabiliriz.

$$P(\mathbf{r}) = C \sum_{g=1}^G \Sigma_{f_g}(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

ÇGD denklemi'nin çözümü için bizim önce çok-gruplu tesir kesitlerini hesaplamamız gerekir

$$\Sigma_{\alpha g} = \sum_{j=1}^N N_j(\mathbf{r}) \sigma_{\alpha g}^j \quad (2.4)$$

burada $N_j(\mathbf{r})$, \mathbf{r} konumunda "j"inci izotop çekirdek yoğunluğu ve $\sigma_{\alpha g}^j$, α tipi reaksiyon ($\alpha = a, f, s, \dots$ vs.) için "j"inci izotop, grup g mikroskopik tesir kesitidir. $N_j(\mathbf{r})$ ve $\sigma_{\alpha g}^j$ 'lerin belirlenmesi reaktör kalp dizayn prosesinde temel adımlardan biri olan *Spektrum Hesabı* ile gerçekleştirilir. Buna göre çok-gruplu difüzyon sabitinin formal ifadesi şu şekildedir

$$\sigma_{\alpha g}^j = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) \sigma_{\alpha}^j(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) dE} \quad (2.5)$$

Burada nötron-enerji spektrumu $\phi(E)$ birçok faktöre bağlıdır. Bunların başlıcaları şu şekilde sıralanabilir:

- i) İzotop çekirdek yoğunlukları,
- ii) Doppler etkisinde rol oynadığı yakıt sıcaklığı,
- iii) Yavaşlatıcı sıcaklığı,
- iv) Yavaşlatıcı yoğunluğu ve boşluk oranı,
- v) Kontrol çubuklarının, yanabilir ve kimyasal zehirlerin mevcudiyeti,
- vi) Xenon konsantrasyonu.

Yukarıda belirtilen izotop çekirdek yoğunlukları, yakıtın yanmasına, fisyon ürünlerinin oluşumuna (ve bunu takip eden bozunmalarına) vede örneğin Pu-239 gibi fisil izotopların oluşumuna bağlıdır. Bütün bu hususlar, ileri derecede spektrumu dolayısıyla çokgrup sabitlerini etkilerler. Diğer taraftan yakıtın yanmasının (depletion) uzun zamansal proses karakteristiği sebebiyle çokgruplu difüzyon hesaplamalarına olan kuplajını uygun tarzda elimine edebiliriz.

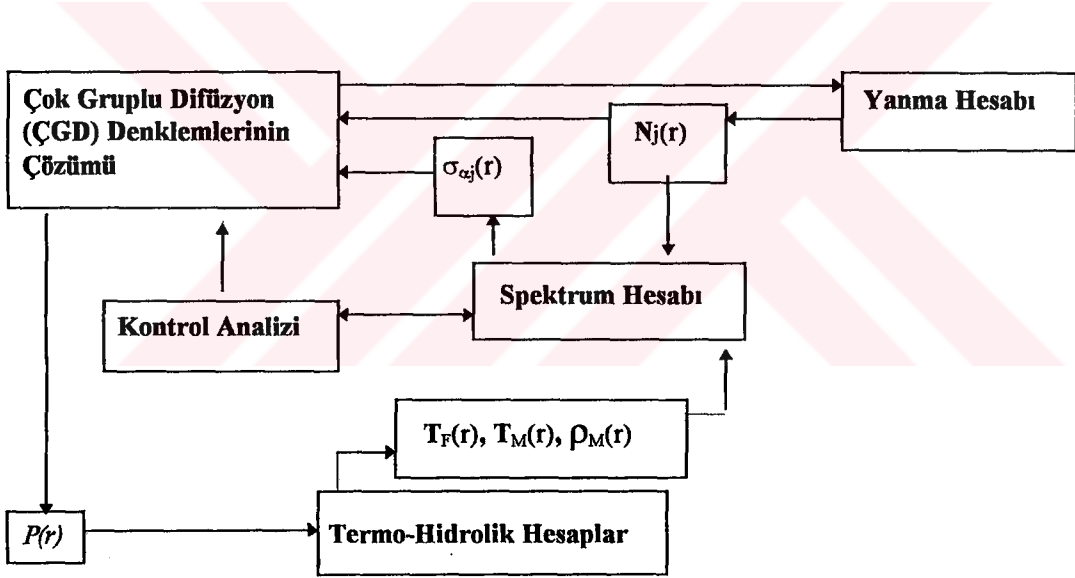
Reaktörde güç dağılımı nötronik hesaplamalarla bulunmaktadır. Reaktör analizinin temel problemlerinden biri, kalpde üreyen ısının çekilmesi ile ilgilidir. Güç üretimi bizim, yakıt'ta ısı iletimi, gap ve zarf da ise ısı iletimi ve konveksiyonla soğutucuya ısı transferi ile ilgilenmemizi gerektirir. Bunun sonucunda uygun bir tarzda buhar üretimi gerçekleştirilir. Bütün bunlar reaktör termal-hidrolik (T/H) analizi çerçevesinde ele alınır [9]. T/H analiz, aynı zamanda, yukarıda spektrum üzerinde etkili faktörler arasında belirtilen, yakıt ve yavaşlatıcı sıcaklıklarının bütün kalp bölgelerinde vede yavaşlatıcı yoğunluğunun (BWR'lar için) hesaplanmasını sağlar. Sonuçta, yakıt sıcaklığı, yavaşlatıcı sıcaklığı ve yoğunluğu çok-gruplu tesir kesitlerinin üzerinde rol oynar. Bu tesir kesitler seti kalpde akı dağılımını ve dolayısıyla güç dağılımını etkiler. Bu güç dağılımında T/H analiz sonuçları üzerinde belirleyici etkindir. Açıkça görüleceği gibi bir nötronik-T/H kuplaj sözkonusudur [1,2].

Yukarıda ortaya konan hususların ışığı altında, biz bir reaktör öndizayn'ını nasıl gerçekleştirebiliriz ve hangi noktadan işe başlayabiliriz sorusunu sormamız gayet yerinde olacaktır. Bunun için ilk adım genellikle yakıt ve moderatör sıcaklığı için önceki tecrübelerinde yardımıyla makul tahminlerde bulunarak çok-gruplu tesir kesitlerini belirlemek için spektrum hesabını gerçekleştiririz. Spektrum hesabı sonuçları, global ÇGD hesaplarına girdilenir. Difüzyon hesabından gelen güç dağılımını kullanarak da T/H hesaplamaları yaparız. Eğer T/H sonuçlar, bizim ilk tahmini sonuçlarımızla uyuşursa işlem tamamdır. Aksi taktirde T/H sonuçlarının tekrar spektrum hesabına girdileyerek yukarıda sıralanan işlem döngüsünü tekrarlarız (Şekil 2.1). Bütün bu işlemlerin yanısıra, şu ana kadar bahsedilmeyen *kontrol analiz* de bir reaktör dizaynında gayet önemli bir rol oynar ve kompleks yapıda kodlara ihtiyaç

duyar. Biz kendi problemimiz üzerinde çalışırken genellikle daha basit modeller kullanarak bu hususun üzerine gideceğiz.

Özetle, yukarıda bahsedilen işlemlerin toplamı şu kodlarla gerçekleştirilir:

- 1) Spektrum kodları.
- 2) Difüzyon Kodları.
- 3) Termal-hidrolik kodları.
- 4) Kontrol analiz kodları.



Şekil 2.1 : Genel Reaktör Analizi Çevrimi

Aşağıda biz bu işlemlere ve bunları gerçekleştiren kodların yapısına ve genel karakteristiklerini daha detaylı olarak ele alacağız.

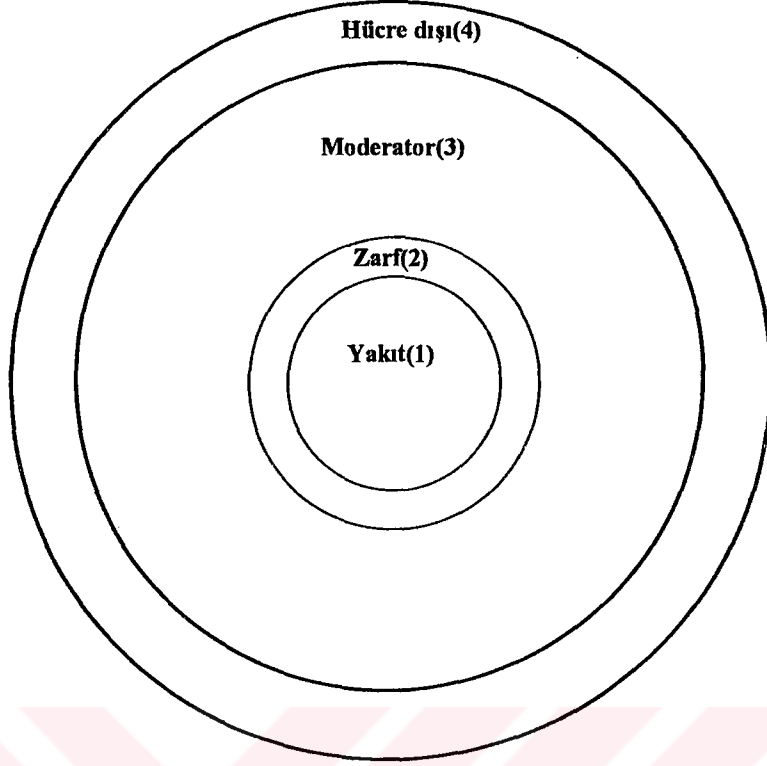
2.3. Spektrum Hesabı

Spektrum hesabını gerçekleştiren kodlar difüzyon hesabı için gerekli çok-gruplu difüzyon sabitlerini (tesir kesitlerini) hesaplamak için kullanılırlar. Normal olarak bu amaçla yazılmış kodlar yakıtın yanma hususunu gözeterek şekilde oluşturulmuşlardır. Diğer bir deyişle, bunlar hem bir yakıt çevriminin başlangıcı (beginning of cycle : BOC) için tesir kesitlerini sağlayabildikleri gibi hemde belirli bir yanma miktarı (burnup) sonucuna bağlı olarak tesir kesitlerini hesaplayabilirler (eğer yanma miktarı bir çevrim yanma miktarına eşitse bu çevrim sonu -end of cycle: EOC tesir kesiti seti olarak değerlendirilir). Spektrum kodları genellikle *hızlı* ve *termal* spektrum hesabını birbirinden bağımsız olarak gerçekleştirir. Tesir kesitlerinin kompleks enerji bağımlılığı, oldukça kaba bir uzaysal bağımlılık gözönüne alınarak, örneğin gözönüne alınan bölgeyi bir sonsuz ortama homejenleştirerek ele alınır. Bunun yanısıra oldukça detaylı bir enerji muamelesi sözkonusu olup, enerji gruplarının sayısı birkaç yüze çıkabilir. Hernekadar assemble (assembly) transport kodları mevcut olsada, genellikle spektrum kodları bir yakıt hücresini (pin cell) analiz eder. Bu kodlar uzaysal bağımlılığı 0-boyutlu veya 1-boyutlu gerçekleştirme durumuna göre sınıflara ayrılırlar. Spektrum kodları (difüzyon kodlarına kıyasla), koşmaları makul derecede ucuz, kullanılmaları orta derecede zor, dayandıkları teoriler ise ileri derecede kompleksdir. Hemen hemen reaktör teori ile ilgili bütün ileri bilgi ve teorik komplikasyon spektrum kodlarının bünyesinde yer alır. Bunun yanısıra daha önce sözedilen ÇGD denkleminin çözümlerine girdilene transport düzeltmeleri, spektrum hesabının çerçevesinde ele alınır. Diğer bir ifadeyle, spektrum hesabının dayandığı teoriler transport teori ve bunun yaklaşım yöntemleridir [1,2,8].

Yukarıda özetlenen spektrum hesaplarınının temel karakteristikleri sebebiyle bu sınıf kodları oluşturmak, global difüzyon hesabı yapan kodlara nazaran oldukça külfetli olup, buna paralel olarak reaktör simülasyonunda kullanılan kodların sayısında oldukça sınırlıdır. Bu amaçla hafif sulu reaktör kalp analizinde kullanılan belli başlı hücre analiz kodları olarak LEOPARD [10], HAMMER [11], WIMS [12] ve EPRI-CELL [13] kodlarından bahsedilebilir. Bunlardan LEOPARD kodu sırasıyla termal ve hızlı spektrum hesabını SOFOCATE ve MUFT algoritmalarını kullanarak

gerçekleştirir [1,2]. SOFOCATE termal spektrum hesabı için Wigner-Wilkins ve ABH (Amoual, Benoist ve Horowitz) metodlarını kullanır. MUFT'da ise nötron yavaşlaması ve toplam sızma tesirleri P_1 veya B_1 metodları ile hesaplanır. Bu konuları daha detaylı olarak ileride ele alacağız. Wigner-Wilkins ve ABH metoduna nazaran daha kapsamlı bir termal analiz "İntegral Transport Yöntemine" dayanan THERMOS algoritması ile gerçekleştirilir. Burada termal dezavantaj faktörleri SOFOCATE yaklaşımına nazaran daha hassas olarak hesaplanır. Nitekim LEOPARD, 0-D spektrum kodu iken HAMMER, 30 gruplu THERMOS ve MUFT algoritmalarına dayanan 1-D spektrum kodudur. WIMS, İngiltere'de geliştirilen, toplam 69 gruplu, birçok reaktör tipine uygulanabilen, kapsamlı ve ileri bir hücre analiz kodudur. EPRI-CELL ise THERMOS, MUFT ve yanma modülü olarak CINDER algoritmalarını kullanan çok gelişmiş bir ticari hücre analiz kodudur.

Biz bu çalışmamızda spektrum kodu olarak LEOPARD'ı kullanacağız. Yukarıda bahsedildiği gibi bu kod 0.625 eV kadmium eşik enerjisini seçerek 54 gruplu hızlı ve 172 gruplu termal spektrum hesabı yapar ve 2 veya 4 gruplu indirgenmiş tesir kesitlerini ÇGD kodu için hazırlar [14]. Bu kod bir birim hücreyi inceler. Fakat bir birim hücrenin LEOPARD tarafından ele alınışı kısmen alışlagelmiş yöntemlerin dışındadır. Bu bakımdan kodun teorik tanıtımına geçmeden önce bu hususa göz atacağız. Bunun için bir kare kesitinde birim hücre gözönüne alalım (kod bunun yanısıra dilim geometri ve hegzagonal kesitli hücreleri de analiz edebilir). Bilindiği gibi bir birim hücre LWR için silindirik yakıt, gap, zarf bölgelerinden teşkil etmiş olup bunun dışında yavaşlatıcı mevcuttur. Fakat kalp'deki bütün hücreler yakıt hücreleri değildir. Yanabilen zehir hücreleri, su boşlukları (instrümantasyon ve kontrol çubukları için) ve asemble arası su boşlukları sözkonusudur. Dolayısıyla eğer ÇGD hesabının bu bölgeleri de gözönünde bulundurması istenilirse, birtakım ilave hesaplamalarla, bu bölgeler içinde uygun tesir kesitleri kod tarafından hesaplanmalıdır. Bu bakımdan ÇGD hesabı ister direk ister endirek yoldan bu birim yakıt hücresi dışı bölgeleri ele almış olsun, bu bölgeler LEOPARD'da birim hücre içine homejenleştirilir. Sonuçta ele alınan birim hücre, bir hücre (lattice) birde hücre-dışı (non-lattice) bölgesinden oluşacaktır.



Şekil 2.2 : Yakıt Çubuğunun Leopard tarafından ele alınışı

Bu hususu daha iyi tasvir etmek için örneğin boyutu 20.88 cm olan 14×14'lük bir asemble'yi ele alalım (toplam hücre sayısı 196 dır); birim hücre boyutu 1.4755 cm, toplam yakıt hücrelerinin sayısı 176 olsun. Buna göre hücre hacmi (alan boyutunda) $176 \times 1.4755^2 = 383.17 \text{ cm}^2$, toplam hacim $20.88^2 = 435.97 \text{ cm}^2$ ve hücre dışı hacimde $435.97 - 383.17 = 52.80 \text{ cm}^2$ olacaktır. LEOPARD koduna ilk planda sadece birim hücreyi tasvir eden datalar girdilenip, dahil olduğu asemble'yi tasvir eden datalar girdilenmediğinden, aşağıda tanımlanan değerler koda dışarıdan verilmelidir.

$$f_{NL} = \text{hücre dışı oranı} = \frac{\text{hücre dışı hacim}}{\text{toplam hacim}}$$

O halde f_{NL} yukarıda verilen örnek için $52.80/435.97=0.121$ dir. Benzer şekilde LEOPARD'a verilmesi gereken önemli bir parametre hücre dışı tesir kesitlerinin hesaplarında kullanılacak olan hücre dışı pik faktörüdür (non-lattice peaking factor)

$$\zeta = \text{hücre dışı pik faktörü} = \frac{\text{hücre dışı termal akı}}{\text{yavaşlatıcı termal akı}}$$

Sonuçta LEOPARD bir birim hücreyi Şekil 2.2 'de verilen konfigürasyonla analiz eder. Şekilde yer alan numaralar ilgili bölgelerin kod bünyesindeki formal bölgesel indisleridir. Gap burada kod tarafından otomatik olarak zarfa homojenleştirilir. Aşağıda bu kodun teorik yapısına daha detaylı olarak gözüatacağız.

2.3.1 Hızlı Spektrum Hesabı ^[2,5,14,15]

Temel mikroskopik tesir kesiti değerlerini kullanarak uygun metodlarla ortalanmış birkaç grup tesir kesitlerini hazırlamak spektrum hesabının amacıdır. Hızlı spektrum hesabında bu çok detaylı enerji muamelesi gerektirirki seçilecek grup sayısı çok fazla olup (>50) bütün grup akılarının belirlenmesini gerektirir. Bununla beraber, uzaysal bağımlılık tamamen ihmal edilmeyerek, enerjetik ve uzaysal bağımlılığın ayrılabilir olduğunu varsayarak, sonsuz ortamda uzaysal bağımlılık tek bir parametre (geometrik bukling B_g^2) ile ele alınabilir. Daha sonra difüzyon hesabına girdilenecek birkaç grup sabitlerini hesaplariken genellikle reaktörün bir birim hücresi seçilir. Temel mikroskopik tesir kesiti kütüphanelerini uzaysal ve enerjetik ortalamalarını alırken birçok husus gözönüne alınır: rezonans yutulmaları, malzeme yoğunlukları ve sıcaklıkları, ve yakıtın geçmişi (yakıtın yanma miktarı, fisyon ürünleri oluşumu) gibi.

Hızlı spektrum hesabında en önemli amaç, nötron akısı $\phi(\mathbf{r}, E)$ 'nin enerji bağımlılığını ortaya koymaktır. Hesaplamayı kolaylaştırmak için, sonsuz homojen ortamda, birbiçim dağılmış kaynaktan yayınlanan nötronlar seçilir ve yukarı saçılmanın bulunmadığı hal için yavaşlamaları gözönüne alınır. Bu durumda uzaysal değişken elimine olur ve nötron transport denklemi, nötron-enerji bağımlılığı $\phi(E)$ için şu sonsuz ortam spektrum denkleminde indirgenir.

$$\Sigma_t(E)\phi(E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E)\phi(E') + S(E) \quad (2.6)$$

Hiç şüphesiz uzaysal bağımlılığın tamamıyla ihmal edilmesi ciddi bir yaklaşımdır. Hernekadar büyük reaktörlerde heterojen tesirleri gözeten uzaysal bağımlılık ve dışarı kaçma enerji değişimine nazaran ikinci derecede önemli isede bu tesirler daha sonra gözönüne alınacaktır. Nitekim Dk.(2.6), hızlı spektrum hesabında ilk planda önemli bir rol oynayan rezonans yutulmalarını hesaplamak için kullanılır.

Spektrum hesabında rezonans yutulmalarını ele almak için kullanılan transport yöntemi çarpışma ihtimali metodudur (**collision probability method**). Bu konunun detayları Ek-A de verilmiştir. Yakıt ve moderatörden oluşmuş bir birim hücreyi gözönüne alalım. "0" ve "1" alt ve üst indis olarak sırasıyla yakıt ve yavaşlatıcı göstermek üzere, birim zamanda, birim enerji aralığı başına yakıt çekirdekleriyle çarpışan nötronların sayısı

$$\Sigma_t^0 \phi^0(E) V^0$$

şeklinde verilir. Dk.(2.6) uyarınca bu ifade yakıt ve yavaşlatıcıda çarpışma yapan içsacılma kaynağına eşittir. Bu şu şekilde ifade edilir

$$\Sigma_t^0 \phi^0(E) V^0 = P_{00} \int_E^{E/\alpha_1} dE' \frac{\phi^1(E') \Sigma_s^1(E') V^1}{(1 - \alpha_1) E'} + (1 - P_{10}) \int_E^{E/\alpha_0} dE' \frac{\phi^0(E') \Sigma_s^0(E') V^0}{(1 - \alpha_0) E'} \quad (2.7)$$

burada $\alpha = (A-1)/2 / (A+1)/2$ ve P_{00} ve P_{01} sırasıyla yavaşlatıcıdan ve yakıttan ilk uçuş kaçma ihtimali (first flight escape probability) dir (Ek-A). Benzer denklem yavaşlatıcı için yazılır

$$\Sigma_t^1 \phi^1(E) V^1 = P_{10} \int_E^{E/\alpha_0} dE' \frac{\phi^0(E') \Sigma_s^0(E') V^0}{(1 - \alpha_0) E'} + (1 - P_{00}) \int_E^{E/\alpha_1} dE' \frac{\phi^1(E') \Sigma_s^1(E') V^1}{(1 - \alpha_1) E'} \quad (2.8)$$

Dkl.(2.7) ve (2.8) iki bölgeli heterojen bir hücredeki yavaşlama denklemleridir. LEOPARD bu denklemlerden hareketle NRIM (narrow resonance infinite mass absorber) yaklaşımı uyarınca hücredeki rezonans yutulmaları hesaplar.

Rezonans bölgesinde, rezonans yutucuların heterojen yapısı kendini zırlama (self-shielding) etkisiyle yutulmada azalmaya sebep olması en önemli etkenlerden biridir. Düşük derecede zenginleştirilmiş seramik yakıtlarda (UO_2) bu etkinin en fazla gözlendiği izotop U^{238} 'dir. Burada U^{235} 'in konsantrasyonu düşük olup, çoğalma katsayısındaki çok küçük değişme ile, rezonans kendini zırlama katsayısı 2 faktörü ile değişir. Bunun sebebi kendini zırlama etkisiyle U^{238} de sadece yutulma hızı değişirken U^{235} de hem yutulma hemde fisyon hızı değişir. Sonuçta U^{238} hariç bütün izotoplarda kendini zırlama etkisi ihmal edilir.

MUFT algoritmasında kendini zırlama etkisi Doppler tesiri'ni de ihtiva etmek durumundadır, çünkü MUFT tesir-kesiti kütüphanesi herhangi bir sıcaklık bağımlılığı içermez. Bu algoritma uyarınca, rezonans yutulması üç adımda gerçekleştirilir: İlk olarak U^{238} için rezonans kurtulma ihtimali p^{28} birim hücre için hesaplanır; sonra U^{238} için kendini zırlama faktörü hesaplanır; ve nihayet kendini zırlama faktörü kullanılarak MUFT spektrumu ve birkaç gruplu tesir kesitleri hesaplanır.

2.3.1.1 p^{28} 'in Hesaplanması

U^{238} rezonansından kurtulma ifadesi p^{28} Wigner ifadesi uyarınca şu şekilde hesaplanır

$$P^{28} = \exp \left[- \frac{N^{28} I^{28}}{\xi \Sigma_s} \right] \quad (2.9)$$

burada N^{28} ve $\xi \Sigma_s$ homojenleştirilmiş hücre için sırasıyla U^{238} çekirdek yoğunluğu ve yavaşlatma gücüdür.

Dk.(2.9)'da yer alan I^{28} , U^{238} için rezonans integrali ifade eder ve yukarıda bahsedilen NRIM yaklaşımı uyarınca bu ifade

$$I^{NRIM} = I^{28} = \int \frac{dE}{E} \frac{\sigma_e \sigma_\gamma^0}{\sigma_\gamma^0 + \sigma_e} \quad (2.10)$$

burada σ_e kaçma tesir kesiti olarak adlandırılır ve şu şekilde verilir

$$\sigma_e = \left(\frac{P_{00}}{1 - P_{00}} \right) \sigma_t^0 \quad (2.11)$$

Bu denklem uyarınca σ_e 'i hesaplamak için P_{00} 'ın hesaplanması gerekmektedir. V ve S sırasıyla yakıt çubuğunun hacmini ve alanını göstermek üzere, küçük yakıt çubukları için şu limit değerleri geçerlidir

$$\frac{V_0}{S_0} \rightarrow 0 \quad \text{için} \quad P_{00}(E) \rightarrow 1$$

büyük yakıt çubukları için

$$\frac{V_0}{S_0} \rightarrow \infty \quad \text{için} \quad P_{00}(E) \rightarrow \frac{S_0}{4V_0 \Sigma_t^0}$$

Bu limit değerleriyle P_{00} için *Wigner Rasyonel Yaklaşımı* uyarınca basit bir interpolasyon uygulanır

$$P_{00}(E) = \frac{S_0 / 4V_0 \Sigma_t^0}{1 + (S_0 / 4V_0 \Sigma_t^0)} \quad (2.12)$$

Dkl.(2.11) ve (2.12) kullanılarak

$$\sigma_e = \frac{S_0}{4V_0 N_0} \quad (2.13)$$

σ_γ^0 için Doppler genişlemiş form kullanılır

$$\sigma_\gamma^0 = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \psi(\zeta, x) \quad (2.14)$$

burada σ_0 rezonans enerjisinde toplam tesir kesiti, Γ_γ birleşik çekirdeğin gama yayını ile bozunumunu karakterize eden rezonansın radyatif bant genişliği, Γ ise rezonansın toplam bant genişliği (yarı-maksimumda tam genişlik) dir. $\psi(\zeta, x)$ ise şu şekilde verilir:

$$\psi(\zeta, x) = \frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{1}{4}(x-y)^2 \zeta^2\right]}{1+y^2} dy \quad (2.14)$$

burada

$$x = 2(E - E_0) / \Gamma \quad \text{ve} \quad \zeta = \Gamma / \Gamma_D$$

$$\Gamma_D = \left(\frac{4E_0 kT}{A} \right)^{1/2}$$

olup, Γ_D rezonansın Doppler genişliği ve E_0 da rezonansı karakterize eden enerjidir.

Şimdi aşağıdaki tanımlamalar yapılırsa

$$\beta' = \frac{\Sigma_{pm}^0 \Gamma}{N_0 \sigma_0 \Gamma_\gamma}$$

$$t' = \frac{4V_0 \Sigma_{pm}^0}{S_0}$$

$$J(\zeta, \beta') = \int_0^{\infty} dx \frac{\psi(\zeta, x)}{\psi(\zeta, x) + \beta'}$$

$$L(t', \zeta, \beta') = \int_0^{\infty} dx \frac{P_{00}(x) \psi^2(\zeta, x)}{\psi^2(\zeta, x) + \beta'}$$

bu durumda rezonans integrali NRIM yaklaşımı altında

$$I^{NRIM} = \frac{\Sigma_{pm}^0 \Gamma}{N_0 E_0} J(\zeta, \beta') + \frac{\Sigma_{pm}^0 \Gamma}{N_0 \beta' E_0} L(t', \zeta, \beta') \quad (2.15)$$

burada Σ_{pm}^0 potansiyel saçma tesir kesitidir. Bizim dizayn çalışmasında kullandığımız

LEOPARD versiyonu, yukarıda tasvir edilen şemadan kısmen ayrılır ve rezonans integrali için genişlememiş NRIM (Doppler tesiri ihmal edilmiş) yaklaşımı kullanır.

Buna göre

$$I_{0^{\circ}K}^{NRIM} = \frac{\frac{\pi \sigma_0 \Gamma_\gamma}{2 E_0}}{\sqrt{1 + \sigma_0 \frac{\Gamma_a N_0}{\Gamma \Sigma_s^1}}} \quad (2.16)$$

LEOPARD kütüphanesi aşağıdaki parametreleri ENDF-B/IV den alır

$$r = \sigma_0 \frac{\Gamma_a}{\Gamma}, \quad m = \sigma_0 \frac{\Gamma_a}{E_0}, \quad \alpha = \frac{\Gamma_f}{\Gamma}$$

burada $\Gamma_a = \Gamma_\gamma + \Gamma_f$ olup, Γ_a ve Γ_f sırasıyla rezonansın yutma ve fisyon bant genişlikleridir. Dk.(2.16) şu formu alır

$$I_{0^{\circ}K}^{NRIM} = \frac{\frac{\pi}{2} m}{\sqrt{1 + r \frac{N_0}{\Sigma_s^1}}} \quad (2.17)$$

MUFT algoritmasında rezonanstan kurtulma ihtimali her grup için o şekilde düzeltilirki (veya bir şekilde ayarlanır) toplam rezonans integrali bir amprik korelasyonla uyumlu olsun. Bunun için her grup rezonanstan kurtulma ihtimali (U^{238} için) bir ayarlama faktörü L ile çarpılır ve her müteakip MUFT iterasyonunda bu L faktörü rezonans integralinin aşağıda tasvir edilecek Strawbridge ve Barry korelasyonu ile uyumlu olana kadar değiştirilir (ω^* araştırması).

Strawbridge ve Barry prosedürü metal-oksit korelasyonu olarak adlandırılır. Sözkonusu hesaplama Hellstrand'ın herhangi bir sıcaklıkta metal uranyum ve UO_2 izole yakıt çubukları için geliştirdiği korelasyonla uyumludur. Diğer taraftan rezonans integralinin hesabında, yakıt çubuklarının sıkça paketlenmiş şebekesi için, bir yakıt çubuğunun diğer yakıt çubukları ile gölgelenme tesiri ele alınır. Bu Dancoff düzeltmesi (D_{et}) olarak adlandırılıp yavaşlatıcının etkin siyahlığına (blackness) eşdeğerdir. Rezonans integrali şimdi şu şekilde verilir

$$I^{28} = 2.16x + 2.56 + (0.279x - 0.0537)I_{et}^{1/2} \quad (2.18)$$

burada T_{et} Kelvin cinsinden ve

$$x = \left[\frac{\Sigma_{s0}^0}{N_0^{28}} P_{00} + \frac{D_{et}}{\bar{R}_0 N_0^{28}} \right]^{1/2} \quad (2.18.1)$$

olup \bar{R}_0 yakıttaki ortalama kord (chord) uzunluğudur (Ek-A). Yavaşlatıcının siyahlığı aşağıdaki formül uyarınca hesaplanır

$$\beta_1(\Sigma_{t1}\bar{R}_1) = 1 - \frac{\exp[-\tau\Sigma_{t1}\bar{R}_1]}{1 + (1 - \tau)\Sigma_{t1}\bar{R}_1}$$

yavaşlatıcının kord uzunluğu $\bar{R}_1 = \bar{R}_0 V_1 / V_0$ olup, τ kare geometrisindeki hücre için

$$\tau = \left\{ \left[\frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(1 + \frac{V_1}{V_0} \right) \right]^{1/2} - 1 \right\} \frac{V_1}{V_0} - 0.12$$

şeklinde verilir. Yukarıda D_{et} , yavaşlatıcının siyahlığına (D) bağlı olarak aşağıdaki gibi verilir.

$$D_{et} = \frac{D}{1 + 0.1(1 - D)}$$

Dk.(2.18.1) de P_{00} akının yakıt çubuğu içindeki çöküntüsünü ortaya koyar. Resiprosite bağıntısı uyarınca, P_{00} ortalama yakıt akısının, yakıt çubuğunun ortalama yüzey akısına oranıdır. Rezonans integralinin muamelesinde, yakıtın saçma tesir kesitinin yutucu atomlarının saçmasını ihtiva etmesi sebebiyle dar rezonans (NR-narrow resonance) yaklaşımının kullanıldığını ortaya koyar.

2.3.1.2: U^{238} Kendini Zırlama Faktörünün Hesabı

Çok önemli bir hızlı spektrum birim hücre parametresi ω olup U^{238} de yutulan termal olmayan nötronların termal nötronlara oranı olarak verilir. Bu oran hiç şüphesiz hem kalp çoğalma katsayısının hemde dönüşüm oranının belirlenmesinde çok önemli bir yer tutar. Eğer bir reaktörde bütün dışarı kaçmalar ihmal ediliyor, ve sadece U^{238}

deki yutulmalar nazarı itibare alınıyorsa, bu özel durum için ω , ω^* olarak gösterilir ve ifadesi aşağıdaki gibi oldukça basittir

$$\omega^* = \frac{1 - p^{28}}{p^{28}} \quad (2.19)$$

ω^* , Bölüm 2.3.1.1' in sonuçlarına göre hesaplanır. Gerekirse MUFT opsiyonel olarak daha önce izah edilen bir ω^* araştırması gerçekleştirir. Buna göre, U^{238} hariç bütün elementlerdeki yutulmalar ve buckling sıfırlanarak bir modifiye MUFT koşması gerçekleştirilir. Bu koşmanın sonucunda elde edilen ω^* , Dk.(2.17) sonucuyla uyuşana kadar kendini zırlama faktörü üzerinde iterasyona devam edilir. Bu parametreyi sağlayan U^{238} kendini zırlama faktörü (veya rezonans integrali) daha sonra bir sonraki adımın hesaplamalarında kullanılacaktır.

2.3.1.3 Hızlı Grup Sabitlerinin Hesaplanması

Ayarlanmış rezonans integrallerini kullanarak şimdi hızlı nötron enerji spektrumu elde edilir ve birkaç grup hızlı difüzyon sabitleri bulunabilir. Bu amaçla LEOPARD, *Selengut-Goertzel* sürekli yavaşlama modelini kullanarak hızlı spektrumu B_1 denklemi ile çözerek bulur. Bu yavaşlama modeli uyarınca nötronların ilk planda yavaşlatıcıda termalize oldukları varsayılır. Letarji değişkenine göre verilen hızlı nötron spektrumunu belirleyecek B_1 denklemleri şu formdadır

$$iB\phi_1(u) + \Sigma_t(u)\phi_0(u) = \int_0^u du' \Sigma_{s0}(u' \rightarrow u)\phi_0(u') + S_0(u) \quad (2.20)$$

$$\frac{iB}{3}\phi_0(u) + [\gamma(u)\Sigma_t(u) - \mu_0\Sigma_{s0}(u)]\phi_1(u) = \int_0^u du' \Sigma_{s1}(u' \rightarrow u)\phi_1(u') \quad (2.21)$$

burada

$$\gamma(u) = \frac{\left(\frac{B}{\Sigma_t}\right)^2 \tan^{-1}\left(\frac{B}{\Sigma_t}\right)}{3\left[\frac{B}{\Sigma_t} - \tan^{-1}\left(\frac{B}{\Sigma_t}\right)\right]}$$

Bu denklemler Selengut-Goertzel yavaşlama çerçevesi içinde şu şekilde genişletilerek yazılır

$$iB\phi_1(u) + [\Sigma_a^S + \Sigma_a^R + \Sigma_{in}] \phi_0(u) = -\frac{dq_0^H}{du} - \frac{dq_0^A}{du} + \int_0^u du' \Sigma_{in}^A(u' \rightarrow u)\phi_0(u') + \chi \quad (2.22)$$

$$\frac{iB}{3}\phi_0(u) + [\gamma(u)\Sigma_t(u) - \mu_0\Sigma_{s0}(u)]\phi_1(u) = -\frac{dq_1^H}{du} \quad (2.23)$$

$$\frac{dq_0^H}{du} + q_0^H = \Sigma_s^H \phi_0 \quad (2.24)$$

$$\frac{2}{3} \frac{dq_1^H}{du} + q_1^H = \frac{4}{9} \Sigma_s^H \phi_1 \quad (2.25)$$

$$q_0^A = \xi_A \Sigma_s^A \phi_0 \quad (2.26)$$

Yukarıdaki denklemlerde H ve A sırasıyla hidrojenik ve hidrojenik olmayan yavaşlamayı temsil eder ayrıca Σ_a^S , Σ_a^R ve Σ_{in} sırasıyla düzgün ve rezonance yutma ve inelastik saçılma tesir kesitleridir. Dk.(2.22) de χ kaynağı ($\equiv 1$, normalize spektrum), q 'lar ise ifadeleri aşağıda verildiği gibi yavaşlama yoğunluklarını temsil eder

$$q_0(u) = \int_0^u du' \Sigma_s(u') e^{u'-u} \phi_0(u') \quad (2.27)$$

$$q_1(u) = \frac{2}{3} \int_0^u du' \Sigma_s(u') e^{3(u'-u)/2} \phi_1(u') \quad (2.28)$$

Dkl.(2.22-2.26), çözümleri için, hızlı bölgede letarji değişkeni üzerinden çokgruplu ($G=54$) formda kesikleştirilir. Örneğin grup akıları şu formda ifade edilir

$$\phi_{0n} = \frac{1}{\Delta u_n} \int_{u_{n-1}}^{u_n} du \phi(u) \quad n=1, \dots, G \quad (2.29)$$

Bu prosedür esnasında not edilmesi gereken önemli bir husus, grup rezonanstan kurtulma ihtimallerinin bu şemada yer almasıdır. Bu ise aşağıdaki şekilde sağlanır

$$\int_{u_{n-1}}^{u_n} du \Sigma_a^R(u) \phi(u) = (1 - p_n) (q_{0_{n-1}}^H + q_{0_{n-1}}^A) \quad (2.30)$$

ϕ_{0n} 'ler elde edilince biz bunları birkaç grup hızlı sabitleri elde etmede kullanabiliriz. Örneğin eğer tek hızlı grup sabitine ihtiyaç varsa bu α tipi bir reaksiyon için şu şekilde gerçekleştirilir

$$\Sigma_{a1} = \frac{\int_0^{u_0} du \Sigma_a(u) \phi_0(u)}{\int_0^{u_0} du \phi_0(u)} = \frac{\sum_{n=1}^{54} \Sigma_{an} \phi_n \Delta u_n}{\sum_{n=1}^{54} \phi_n \Delta u_n} \quad (2.31)$$

2.3.2 Termal Spektrum Hesabı ^[2,5,14,15]

Reaktör kalbinde nötronların önemli bir fraksiyonu 1 eV altındadır ve fisyon olayına temel katkı bu nötronlardan gelir. LEOPARD kodunda kadmiyum eşik enerjisi (E_{Cd}) 0.625 eV'ın altındaki nötronlar için SOFOCATE algoritması ile hızlı spektrumdan bağımsız olarak termal spektrum hesabı gerçekleştirilir. Hızlı nötronların aksine, bu bölgedeki nötronların yavaşlamasının yanısıra yukarı enerji gruplarına saçılmaları da gözönünde bulundurulmalıdır. Ayrıca bu bölgede nötronların hedef çekirdeklerden saçılmaları esnasında kimyasal ve moleküler tesirlerde gözönünde bulundurulmalıdır. Örneğin bağlı bir atom çekirdeğiyle yapılan saçılma tesir kesiti ile serbest saçılma tesir kesiti arasındaki ilişki

$$\sigma_b = \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sigma_f \quad (2.32)$$

olup hidrojen halinde bu $\sigma_b = 4\sigma_f$ olarak verilir. Ayrıca termal spektrum hesabında ortamın heterojen yapısı daha detaylı olarak ele alınmalıdır. Çünkü hızlı nötron ortalama serbest yolu genellikle heterojenlik boyutlarından büyük olup dolayısıyla kaba heterojen tesir modelleri kullanmak yeterli iken, termal nötron ortalama serbest yolunun heterojenlik boyutlarından daha küçük olması sebebiyle heterojen yapı tesirlerine daha fazla maruzdur. Buna karşılık termal sızıntısının hızlı sızıntıya nazaran daha az önemli olması sebebiyle burada kaba sızma tesirleri kullanılabilir.

Termal nötron spektrumunu belirlemek için eğer yine sonsuz homojen ortamı ele alırsak, diferansiyel saçılma kerneli *detaylı denge prensibine* uyar

$$v'\Sigma_-(E' \rightarrow E)M(E') = v\Sigma_s(E \rightarrow E')M(E) \quad (2.33)$$

burada $M(E)$ bir T sıcaklığında termal dengede olan nötronların spektrumu olup Maxwell-Boltzman dağılımı ile temsil edilir

$$M(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.34)$$

Eğer ortamda nötronları dengeden uzaklaştıracak bir mekanizma yoksa, detaylı denge prensibi bize nötronların daima termal dengede bulunacağını söyler. Fakat ileri derecede termal nötronlarla çalışacak şekilde dizayn edilmiş bir nükleer reaktör kalbinde dahi, nötronlar aşağıda sıralanacak tesirler dolayısıyla asla tam bir termal dengede bulunmayacaklardır

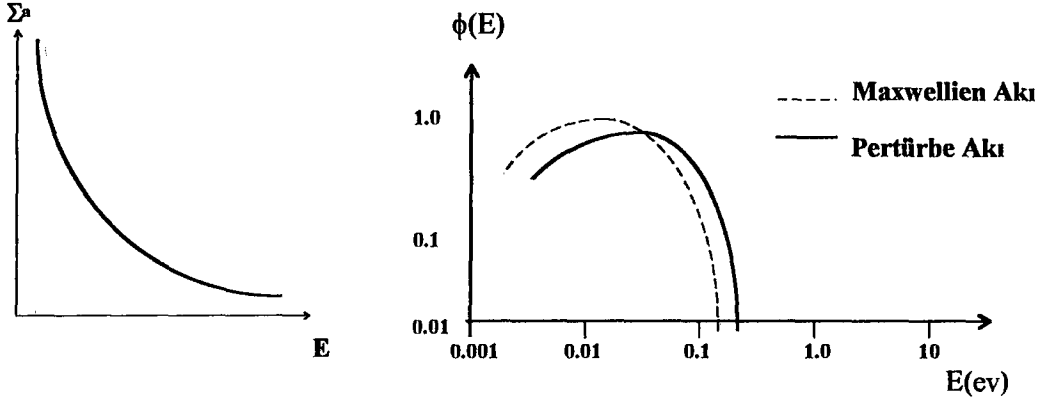
i) yutulmanın mevcudiyeti; sözkonusu tesir yutma ısınması (absorption heating) olarak adlandırılır ve spektrumun sertleşmesi (spectrum hardening) olarak bilinir. Buna göre daha termalize nötronlar izafi olarak daha fazla yutulduklarından spektrum hızlı bölgeye kayar (Şekil 2.3).

ii) nötronların dışarı kaçması; bu difüzyon soğuması (diffusion cooling) olarak adlandırılır ve spektrumun yumuşaması (spectrum softening) olarak bilinir. Daha az termalize nötronlar izafi olarak daha fazla dışarı kaçtıklarından spektrum termal bölgeye kayar (Şekil 2.4).

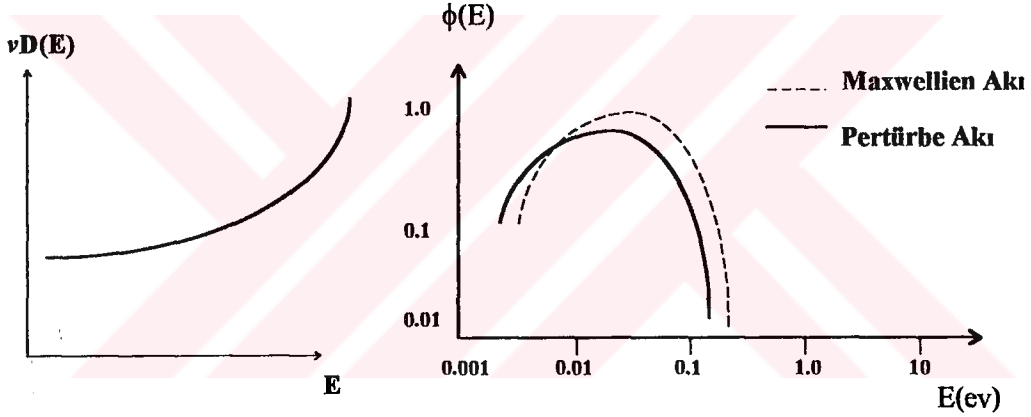
iii) nötron kaynağı mevcudiyeti

iv) zaman bağımlılığı

Bütün bu tesirler termal denge nötron dağılımını pertürbe ederler ve yavaşlatıcının nötronları termalize etme prosesine karşıt bir proses oluştururlar. Sonuçta Maxwell-Boltmann dağılımı yerine bu tesirleride gözetecek, termal nötron spektrumunu hesaplamak için bir modele ihtiyaç vardır. Bu amaçla çeşitli teknikler mevcut olup SOFOCATE, Wigner-Wilkins metodunu kullanır.



Şekil 2.3 : Yutulma-Isınma tesiri



Şekil 2.4 : Difüzyon-Soğuma tesiri

2.3.2.1 Wigner-Wilkins (Proton Gazı) Metodu ^[2,15]

Hafif sulu reaktörlerde termal spektrum hesabı için basit ve fakat tatminkar sonuç veren bir metod, yavaşlatıcıyı sonsuz homojen ortamda, T sıcaklığında termal dengede bulunan serbest protonların ideal gazı olarak alma yaklaşımıdır. Dolayısıyla bu modelde kimyasal bağ ve nötron difraksiyon tesirleri ihmal edilir. Wigner-Wilkins metodu ayrıca şu varsayımları kullanır:

i) protonun mikroskopik saçma tesir kesiti σ_s^H nötron ile proton arasındaki izafi hızdan (v_r) bağımsızdır.

ii) yutma tesir kesiti izafi hızın tersiyle orantılıdır; $\sigma_a^H \approx 1/v_r$.

iii) proton gazı T sıcaklığında termal dengededir.

Bu varsayımları kullanarak amaç sonsuz ortam spektrum denklemini çözmektir

$$\Sigma_t(E)\phi(E) = \int_0^{E_{cd}} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E)\phi(E') \quad (2.35)$$

elastik saçılma kinematiği kullanılarak termal enerji üzerinden ortalanan diferansiyel saçma tesir kesiti şu formdadır

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E) = \frac{\Sigma_{fr}^H}{E'} \begin{cases} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{E}{kT}} & E' > E \\ \exp\left[\frac{(E' - E)}{kT}\right] \operatorname{erf} \sqrt{\frac{E'}{kT}} & E' < E \end{cases} \quad (2.36)$$

burada Σ_{fr}^H hidrojenin serbest atom saçılma tesir kesitidir. Makroskopik saçılma tesir kesiti diferansiyel saçılma tesir kesitini bütün nötron enerjileri üzerinden integre edilmesiyle bulunur.

$$\Sigma_s(E) = \int_0^{\infty} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) = (\Sigma_{fr}^H / v)V(E) \quad (2.37)$$

burada

$$V(E) = \left(\frac{2kT}{m_p}\right)^{1/2} \left[\left(x + \frac{1}{2x}\right) \operatorname{erf} x + \pi^{-1/2} \exp(-x^2) \right] \quad (2.38)$$

olup, m_p protonun kütlesi ve $x = (E/kT)^{1/2}$ dir. Bu tanımlamalarla integrodiferansiyel formda olan Dk.(2.35), ikinci dereceden adi diferansiyel denkleme dönüştürülür

$$-\frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{P(x)} \frac{d}{dx} [V(x) + \Gamma] \psi(x) \right\} + \left\{ W(x)[V(x) + \Gamma] - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \right\} \psi(x) = 0 \quad (2.39)$$

burada

$$\psi = \frac{\phi(E)}{\sqrt{EM(E)}}$$

$$W(x) = \frac{x^2}{P(x)} - \frac{e^{-x^2}}{P^2(x)}$$

$$P(x) = e^{-x^2} + \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(x)$$

Dk.(2.39) Wigner-Wilkins denklemdir. Bu denklemi çözmek için sınır şartları şu şekilde verilir:

(a) $x \rightarrow 0$ [$E \rightarrow 0$] ise $\psi = 0$

(b) $x \gg 1$ [$E \gg kT$] ise Dk.(2.39) bir normalize yavaşlama kaynağına ($S=1$)

sahiptir.

Dk.(2.39) nümerik yöntemlerle çözülür. Bu amaçla önce birinci dereceden nonlinear Ricatti denklemine dönüştürülür

$$\frac{dJ}{dE} = \frac{S(E)}{2kT} + \left[\frac{1 - 2P(E)}{2E} \right] J(E) - \frac{P(E)}{2E} J^2(E) \quad (2.40)$$

burada

$$S(E) = \frac{1}{x^2} [1 - P(x)] + \frac{x^2}{P(x)} - \frac{e^{-x^2}}{P^2(x)} - \frac{4}{Q(E)} \quad (2.40.1)$$

$$Q(E) = P(E) + \frac{1}{x} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}x + \sqrt{\frac{\pi}{kT}} \left[\frac{\Sigma_a(E) + DB^2}{\Sigma_f^H} \right] \quad (2.40.2)$$

Önce Dk.(2.40) *predictor-corrector* tekniği ile nümerik olarak çözülür. $J(E)$ bilinince termal nötron spektrumu aşağıdaki formülden hesaplanır

$$\phi(E) = \frac{E}{Q(E)} \exp \left\{ \frac{1}{2} \int_0^E \frac{dE'}{E'} \left[P(E')(J(E') + 1) - (1 + E'/kT) \right] \right\} \quad (2.41)$$

Tasvir edilen bu prosedürde belirtilmesi gereken son husus, hızlı spektrum hesabının aksine, burada Dkl.(2.40) ve (2.41) artan enerji yönünde ilerleyerek ve iterasyona gerek duymaksızın enerji mesh noktaları için çözümler.

2.3.2.2 ABH Metodu ^[2,16]

Termal spektrum hesabı çerçevesinde uzaysal ortalanmış tesir kesitlerini hesaplamak için termal dezavantaj faktörlerinin hesabına ihtiyaç duyulur. Bu faktörler ABH metodu tarafından çarpışma ihtimali metodu ile gerçekleştirilir (Ek-A). Hernekadar uzaysal değişkene bağlı işlemde LEOPARD kodu bir birim hücreyi dört bölgede (yakıt, zarf ve yavaşlatıcı ve hücre-dışı) ele alırsa da, biz burada metodun tasvirini basitleştirmek için sadece yakıt ve moderatör bölgeleri gözönüne alarak sunacağız. Buna göre birim hücre üzerinden ortalanmış tesir kesitleri her grup için aşağıdaki şekilde verilir

$$\Sigma_g = \frac{\int_V dr N(r) \sigma_g(r) \phi_g(r)}{\int_V dr \phi_g(r)} = \frac{\Sigma_g^0 \bar{\phi}_g^0 V_0 + \Sigma_g^1 \bar{\phi}_g^1 V_1}{\bar{\phi}_g^0 V_0 + \bar{\phi}_g^1 V_1} \quad g=1, \dots, 172 \quad (2.42)$$

burada 0 ve 1 daha önce hızlı spektrum hesabında olduğu gibi alt ve üst indis olarak yakıt ve yavaşlatıcıyı göstermektedir. Dk.(2.42) şu formda düzenlenirse

$$\Sigma_g = \frac{\Sigma_g^0 V_0 + \Sigma_g^1 V_1 (\bar{\phi}_g^1 / \bar{\phi}_g^0)}{V_0 + V_1 (\bar{\phi}_g^1 / \bar{\phi}_g^0)} \quad (2.43)$$

burada

$$\zeta_g = \frac{\bar{\phi}_g^1}{\bar{\phi}_g^0} \quad (2.44)$$

termal dezavantaj faktörü olarak adlandırılır ve eğer değeri bilinirse Σ_g her grup g için hesaplanabilir. Burada belirtilmesi gereken husus, yukarıda bahsedildiği gibi metodun tasvirinin, basitlik için sadece yakıt ve moderatörün gözönüne alınarak yapılmasıydı. LEOPARD zarf ve hücre-dışı bölgelerini de gözönünde bulundurduğundan, Aslında bu bölgeler içinde termal dezavantaj faktörlerine ihtiyaç vardır: $(\bar{\phi}_g^2 / \bar{\phi}_g^0)$ ve $(\bar{\phi}_g^3 / \bar{\phi}_g^0)$ burada 2 ve 3 sırasıyla zarf ve hücre-dışı bölgelerini temsil eder (kod bünyesindeki formal indisleme Bölüm-2.3.1. de açıklandığı gibi daha farklıdır).

Şimdi termal dezavantaj faktörünün hesaplanması gerekmektedir. Bunun için yarıçapı a olan yakıt çubuğu ve yarıçapı b olan birim hücre seçilmelidir. Fakat tasviri daha ileri derecede basitleştirmek için biz dilim geometride çalışarak yarı kalınlığı a olan yakıt bölgesi ve yarı kalınlığı $b-a$ olan yavaşlatıcı bölgesinden müteşekkil iki bölgeyi gözönüne alalım. Buradaki hesaplar kesin olarak silindirik birim hücre içinde geçerlidir. Şimdi şiddeti Q nötron/cm².san olan termal nötron kaynağının yavaşlatıcıda birbiçim olarak dağıldığını ve yakıtta hiçbir termal nötronun üretilmediğini varsayalım. Termal yararlanma katsayısı şu şekilde verilir

$$f = \frac{\Sigma_{a0} \bar{\phi}_0 V_0}{\Sigma_{a0} \bar{\phi}_0 V_0 + \Sigma_{a1} \bar{\phi}_1 V_1} \quad (2.45)$$

düzenlenerek

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\Sigma_{a1} V_1}{\Sigma_{a0} V_0} \zeta \quad (2.46)$$

ifadesi bulunur. Moderatör bölgesinde nötronların yutulma hızı, moderatörde doğup dışarı kaçıksızın moderatörde yutulan nötronlarla, yakıt bölgesinden gelip moderatörde yutulan nötronların toplamına eşittir. O halde

$$\Sigma_{a1} V_1 \phi_1 = Q V_0 (1 - P_0) + J^+(\alpha) S_0 \beta_1 \quad (2.47)$$

burada $J^*(\alpha) = (1/2)J(\alpha) \pm (1/4)\phi(\alpha)$ kısmi akımlar ve

$P_0 =$ moderatörden kaçma ihtimali

$\beta_0 =$ moderatörün siyahlığı

$S_0 =$ yakıt-moderatör yüzey alanı

Benzer şekilde yakıttaki yutulma ihtimali şu şekilde verilir

$$\Sigma_{a0}V_0\bar{\phi}_0 = J^-(\alpha)S_0\beta_0 \quad (2.48)$$

burada β_0 yakıtın siyahlığıdır. Mademki yavaşlatıcıda doğan nötronlar, birim hücrede bir yerde yutulacaklardır, o halde

$$QV_1 = \Sigma_{a1}V_1\bar{\phi}_1 + \Sigma_{a0}V_0\bar{\phi}_0 \quad (2.49)$$

Dkl.(2.48) ve (2.49) kullanılarak ve de

$$\frac{J^+(\alpha)}{J^-(\alpha)} = 1 - \beta_0 \quad (2.50)$$

olduğu gözönünde bulundurularak

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{1 - P_1}{P_1} + \frac{\beta_1}{P_1} \left(\frac{1}{\beta_0} - 1 \right) \quad (2.51)$$

ifadesi bulunur. Şimdi nötronların isotropik olarak yakıt yüzeyine geldikleri varsayılarak, yakıttaki yüzey-ortalama akı oranı F şu şekilde elde edilir

$$F = \frac{\phi_0(\alpha)}{\bar{\phi}_0} = \frac{2[J^+(\alpha) + J^-(\alpha)]}{J^-(\alpha)S_0\beta_0 / (\Sigma_{a0}V_0)} = \frac{1}{P_0} - \frac{\bar{R}_0\Sigma_{a0}}{2} \quad (2.52)$$

burada $\beta = \bar{R}\Sigma_a P$ olup $\bar{R} = 4V/S$ dir (Ek-A). Bu durumda termal yararlanma sayısı f için diğer bir ifade bulabiliriz.

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\Sigma_{a1} V_1}{\Sigma_{a0} V_0} F + \frac{1 - P_1}{P_1} - \frac{1}{2} \bar{R}_1 \Sigma_{a1} \quad (2.53)$$

Dk.(2.53) da son iki terim literatürde *aşırı yutulma* terimi olarak adlandırılır ve $E-1$ ile gösterilir. Bu terim direk olarak difüzyon teori sonuçlarından elde edilebilir. $(E-1) \gg 1$ olması sebebiyle, biz P_1 'i basit bir model kullanarak elde edebiliriz. Bunun için ABH metodunda yakıt siyah yutucu varsayılarak bir-gruplu nötron difüzyon denklemi yavaşlatıcı bölgesi için çözülür.

$$\frac{d^2 \phi_1(x)}{dx^2} - \kappa_1^2 \phi_1(x) = -\frac{Q}{D_1} \quad (2.54)$$

sınır şartları

$$i) \left. \frac{1}{\phi_1} \frac{d\phi_1}{dx} \right|_{x=a} = \frac{1}{d} \quad d = \text{uzatılmış uzunluk} \approx 0.7102$$

$$ii) \left. \frac{d\phi_1}{dx} \right|_{x=b} = 0$$

bu denklem çözülerek görülürki

$$1 - P_0 = \frac{\Sigma_{a1} V_1 \bar{\phi}_1}{Q V_1} \quad (2.56)$$

veya

$$\frac{1}{P_1} = \frac{d}{4D_1} \bar{R}_1 \Sigma_{a1} + E \quad (2.57)$$

burada E hücre fonksiyonu olup direk olarak difüzyon teori sonuçlarından bulunur

$$E = \begin{cases} (b-a)\kappa_1 \coth \kappa_1 (b-a) & \text{dilim} \\ \frac{\kappa_1 (b^2 - a^2)}{2a} \left[\frac{I_0(\kappa_1 a) K_1(\kappa_1 b) + K_0(\kappa_1 a) I_1(\kappa_1 b)}{I_1(\kappa_1 b) K_1(\kappa_1 a) - K_1(\kappa_1 b) I_1(\kappa_1 a)} \right] & \text{silindir} \end{cases} \quad (2.58)$$

Dk.(2.57)'i Dk.(2.53)'de kullanarak

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\Sigma_{a1}V_1}{\Sigma_{a0}V_0} F + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{2D_1} - 1 \right) \bar{R}_1 \Sigma_{a1} + E - 1 \quad (2.59)$$

hem dilim hemde silindirik geometri için geçerli ifadeyi elde ederiz. Şimdi termal dezavantaj faktörü Dkl.(2.46) ve (2.49)'dan elde edilir

$$\zeta_g = \frac{\bar{\phi}_g^1}{\bar{\phi}_g^0} = \frac{1}{P_0} + \bar{R}_0 \Sigma_{a0} \left(\frac{d}{4D_1} - 1 + \frac{E-1}{\Sigma_{a0} \bar{R}_1} \right) \quad (2.60)$$

2.3.2.3. Bir Grup Termal sabitlerin Belirlenmesi

Kod termal sabitleri belirlerken önce uzaysal sonra enerjetik ortalama alır. Buna göre birim hücre üzerinden ortalananmış tesir kesitleri her grup g için şu şekilde verilir

$$\Sigma_g = \frac{\sum_{r=1}^4 \sum_i N_r^i \sigma_r^i \bar{\phi}_r^g V_r}{\sum_{r=1}^4 \bar{\phi}_r^g V_r} \quad g=1, \dots, 172 \quad (2.61)$$

burada r uzaysal bölge, i izotop indisidir. Termal dezavantaj faktörleri olarak bilinen akı oranları (biraz farklı tanımlamayla) $\zeta_r^g = \bar{\phi}_r^g / \bar{\phi}_3^g$ yakıt (r=1) ve zarf (r=2) için yukarıda tasvir edilen ABH metodu tarafından hesaplanır. $\zeta_4^g = \bar{\phi}_4^g / \bar{\phi}_3^g$ Bölüm 2.1.1. de tanımlanan hücre-dışı pik faktörü olup, grup bağımsız olduğu varsayılarak hücre-dışı faktörüyle (f_{NL}) beraber koda dışarıdan girdilenir. Wigner-Wilkins spektrumu grup akıları ϕ_g 'ler kullanılarak "i"nci izotop bir-grup termal tesir kesiti bulunur

$$\sigma_2^i = \frac{\sum_{g=1}^{172} \sigma_g^i \phi_g}{\sum_{g=1}^{172} \phi_g} \quad (2.62)$$

Benzer şekilde "i"nci izotop akı-ortalanmış çekirdek yoğunluğu $(\zeta N)_i$ şu şekilde elde edilir

$$(\zeta N)_i = \frac{\sum_{g=1}^{172} \phi_g \sigma_{ag}^i \sum_{r=1}^4 \zeta_r^g N_r^i V_r}{\left(\sum_{g=1}^{172} \phi_g \sigma_{ag}^i \right) \left(\sum_{r=1}^4 V_r \right)} \quad (2.63)$$

ve "i"nci izotop termal dezavantaj faktörü hesaplanır

$$\zeta_i = \frac{(\zeta N)_i}{\sum_{r=1}^4 N_r^i V_r / \sum_{r=1}^4 V_r} \quad (2.64)$$

Nihayet herhangi bir bölge r için makroskopik tesir kesiti bulunur

$$\Sigma_2^r = \sum_i N_r^i \sigma_2^i \zeta_i \quad (2.65)$$

2.4. Difüzyon Hesabı^[1,2,8]

Belirli bir reaktör konfigürasyonu için kalp akı ve güç dağılımı difüzyon teori hesapları uyarınca yapılır. Bu amaçla difüzyon deklemleri çok gruplu formda (Dk. 2.2) genellikle reaktörün simetrisi kullanılarak, 1/4 kalp için çözülürler. Spektrum hesabından gelen birkaç grup tesir kesitler seti ÇGD denkleminde girdilerek kaba enerji ve fakat detaylı uzaysal muamele ile bu denklemler çözülür. Difüzyon denklemini çözen kodların teorik yapısı makul derecede kolay, kullanımları orta derecede zor ve fakat koşturma maliyetleri çok yüksektir. Bahsedilen karakteristikleri sebebiyle, nükleer platformda kullanılan bellibaşlı difüzyon kodlarının sayısı (spektrum kodlarına kıyasla) çok fazla olup, başlıca şu çözüm tekniklerini kullanırlar

- I) Sonlu farklar
- ii) Sonlu elemanlar
- iii) Nodal metodlar
- iv) Response matris metodları

Difüzyon kodları kullanıcının isteğine bağlı olarak genellikle kaba veya hassas mesh hesabı yapabilir (özellikle yukarıda bahsedilen ilk iki metod için, son iki metod teorik bir sınırlama olmamakla birlikte genellikle kaba meshle koşullurlar, çünkü bunların geliştirilme fikri kaba mesh ile, hassas mesh ile mukayese edilebilir sonuçlar elde etmeye yöneliktir). Hassas mesh difüzyon hesabında muhtemelen bir yakıt hücresi bir mesh'e karşılık gelir. Bu durumda homojenize birim hücre tesir kesitleri direk olarak spektrum kodlarından gelir. Ayrıca hassas mesh difüzyon koşturmalarında asemble içindeki yakıt ve su hücreleri ayrı ayrı ele alınabilirler. Kaba mesh kullanımında, bir asemble bir mesh'e tekabül eder ve bu daha hassas mesh koşturumu yönünde asemble başına 2x2 veya 4x4 olarak değişebilir. Kaba mesh'te yakıt ve su hücrelerinin bağımsız ele alınışı mümkün olmayıp birlikte homojenleştirilirler.

Reaktör simülasyonunda 3-boyutlu kodlar kullanılmakla birlikte en yaygın olanları 2-boyutlu (2-D) difüzyon kodlarıdır. Biz bu çalışmada *sonlu farklar* yöntemini kullanan 2DB difüzyon kodundan faydalanacağız. 2DB $x-y$ ve $r-z$ geometrisi opsiyonlarına sahip hem hassas hemde kaba mesh hesabı yapabilen 2-boyutlu bir koddur [17]. Dk.(2.2)'i amaca ve LEOPARD spektrum kodundan gelen ortalanan tesir kesiti setlerine bağlı olarak 2 (bir hızlı - bir termal) veya 4 (üç hızlı - bir termal) gruplu olarak çözer. Hassas mesh çözümlerinde, simetrik yapı gözönüne alınarak (istenirse tam veya yarım kalp mümkün olmakla birlikte) 1/4 kalp için çözüm yapılırken dahi gerekli mesh sayısı çok büyüktür (onbinlerce yakıt ve su hücresi). Koda herbir mesh için gerçek tesir kesiti ataması yapılmalıdır. Bu çok sayıda başlangıç LEOPARD koşmasına ihtiyaç duyulacağı anlamına gelir. Aslında gerçek işlem biraz farklı tarzda yürütülür. Biz her spektrum hesabını sadece temsili yakıt hücreleri için gerçekleştiririz ve sonuçları ÇGD hesabında benzer yakıt hücreleri için kullanırız. Spektrum hesabının gerçekleştirildiği temsili yakıt hücreleri *asimtotik* yakıt hücreleri olarak adlandırılır. Diğer taraftan kaba mesh difüzyon hesabında asemble'nin yakıt dışı bölgeleri sonsuz ortama homojenleştirilir. Bunu takiben bilinmesi gereken, homojen asemble tesir kesitleri yakıt ve hücre dışı bölgeler tesir kesitlerini uygun tarzda ağırlaştırarak elde edilir.

2DB kodunun çözüm algoritmasında çok-gruplu difüzyon denklemleri sonlu farklar metodu kullanılarak uzaysal olarak kesikleştirilir. Kod sınır şartları olarak sıfır net akım, vakum veya periodik sınır şartlarını kullanabilir. Elde edilen lineer sistem iteratif metodlarla çözülür. Sonuçta ele alınan sistem için, akı dağılımı ve buna bağlı olarak güç dağılımı kodun temel çıktıları teşkil eder. Çoğunlukla kod sabit kaynak yerine, difüzyon hesabında önemli bir prosedür teşkil eden kaynak iterasyonu [2] yaparak yukarıdaki hesaplamaları gerçekleştirirken, buna bağlı olarak etkin çoğalma katsayısının da sağlar.

2.5. Termal-Hidrolik Hesaplamalar ^[1,2,9,18-20]

Bir nükleer reaktörün temel problemlerinden biri kalp'ten ısının çekilmesi ile ilgilidir. Bu husus hem elektrik enerjisi üretimi hemde reaktörün emniyetli işletilmesi açısından önem arzeder. Kalp sıcaklık dağılımının ve ısı transfer hızlarının belirlenmesi, diğer bir deyişle kalbin termal analizi reaktör tasarımında büyük bir yer işgal eder. Daha önce bahsedildiği gibi termal dizayn ileri derecede nötronik dizayna bağlı olup reaktör, arzu edilen termal gücü kalbin komponentlerinin sıcaklık emniyet kriterlerini aşmadan üretmeli ve böylece yakıt erimesi ile radyoaktif maddelerin soğutucuya geçmesine sebep olunmamalıdır.

Bir reaktörün termal-hidrolik analizi son derece detaylı olup buna bağlı olarak tasarımda kompleks kodlara ihtiyaç duyulur. Biz, bu öndizayn çalışmasında, termal-hidrolik analiz için iyi bir optimizasyon sağlayan SCHAT (Single Channel Thermal Hydraulics) kodunu kullanacağız. Bu kod orijinal olarak MITH (Michigan Thermal Hydraulics analysis code) kodunun kendi sistemimize uyarlanmış versiyonudur [17]. SCHAT akışkan şartlarını (basınç, yoğunluk, sıcaklık, kalite, vs..) ve bir hafif sulu reaktörün hem maksimum hemde ortalama güç kanalında yakıt çubuğu sıcaklıklarını hesaplar. Hesaplamalar, bu iki kanalın önceden belirlenmiş aksenal noktalarında gerçekleştirilir. Bu amaçla SCHAT zarf-akışkan ısı transferinde üç rejimi gözönüne alır.

Rejim	Karakteristiği
Altsoğumuş	$T_{fl} < T_{sat}$ $T_s < T_{fl}$
Lokal kaynama	$T_{fl} < T_{sat}$ $T_s = T_{fl}$
Kabarcıklı kaynama	$T_{fl} = T_{sat}$ $T_s \neq T_{fl}$

Burada T_s , T_{fl} ve T_{sat} sırasıyla yakıt yüzey, akışkan ve akışkan doygunluk sıcaklıklarıdır; T_{JL} ise Jens ve Lottes korelasyonundan hesaplanan lokal kaynamanın başladığı sıcaklıktır. Bu korelasyon yakıt yüzey ve akışkan sıcaklıkları farkını verir

$$T_s - T_{fl} = 45 \exp\left(-\frac{p}{62}\right)(q'')^{0.25} \quad (2.66)$$

burada p bar biriminde basıncı ve q'' ise MW/m^2 biriminde ısı akısını temsil eder. Bu korelasyon T_{JL} 'i şu şekilde ifade eder

$$T_{JL} = T_{sat} + 45 \exp\left(-\frac{p}{62}\right)(q'')^{0.25} - \frac{q''}{h_s} \quad (2.67)$$

burada h_s akışkanın konveksiyon ısı transfer katsayısıdır. SCHT kodu aynı zamanda kritik ısı akısını veya DNB (Departure from Nucleate Boiling) noktasını hesaplar.

SCHT tarafından çözülecek problemin formülasyonunda üç temel yaklaşım yapılır. Birinci yaklaşıma göre her akış kanalında akış debisi sabittir. İkinci olarak aynı aksenal güç profilinin hem ortalama güç yoğunluğuna sahip kanal için ve hemde maksimum güç üreten kanal için geçerli olduğu varsayılır. Kodun güç profilini hesaplaması 4 ayrı opsiyona göre yapılır. İlk üç opsiyonda, dışarıdan bir değer girdilenmez ve koddan *sinüs*, *taban-pikli profil* yada *tepe-pikli profil* kullanması istenir. Son opsiyonda bir keyfi profil koda dışarıdan data olarak verilir. Bizim projede bu profil SCHT kodu için temel girdilerden birini teşkil eder ve 2DB kodu $r-z$ opsiyonu için koşularak elde edilir. Kodda kullanılan son yaklaşımda, limit güç üretiminin herhangi bir kanalda gerçekleştirilebileceği varsayılır. Buna göre reaktör operatörü güç dağılımını o şekilde tutmalıdır ki hiçbir kanal bu limiti aşmasın. Maksimum kanal güç üretiminin ortalama kanal güç üretimine oranı koda dışarıdan verilir.

SCHT kodu DNBR'ı aşağıdaki formül uyarınca hesaplar

$$DNBR = \frac{q''_{DNB}}{q''} \quad (2.68)$$

burada q''_{DNB} özellikle PWR tipi reaktörler için geçerli ve birbiçim (EU-equivalent uniform) ısınmanın sağlandığı kanalda Westinghouse W-3 DNB ısı akısı korelasyonu olarak adlandırılan bir korelasyondan aşağıdaki gibi hesaplanır

$$\begin{aligned}
\frac{q''_{DNB,EU}}{10^6} = & [(2.022 - 0.0004302p) \\
& +(0.1722-0.0000984p)\exp(18.177-0.004129p) \chi] \\
& \times [(0.1484-1.596 \chi +0.1729 \chi |\chi|)G/10^6-1.037] \\
& \times (1.157-0.869 \chi)[0.2664+0.8357\exp(-3.151D_e)] \\
& \times [0.8258+0.000794(H_{sat}-H_{in})] \quad (2.69)
\end{aligned}$$

Burada ısı akısı Btu/hr-ft² olarak yer alır ve birimler vede bu korelasyonu geliştirmek için kullanılan parametrelerin değişim aralığı şu şekildedir

Sistem basıncı = $p = 1000-2300$ psia

Akış debisi = $G = 1.0 \times 10^6 - 5.0 \times 10^6$ lb/hr-ft³

Hidrolik çap = $D_e = 0.2-0.7$ in.

Kuruluk Derecesi = $\chi_{loc} = -0.15 - +0.15$

Giriş entalpisi = $H_{in} \geq 400$ Btu/lb

Uzunluk = $L = 10 - 144$ in.

$D_h = \frac{\text{İstülmüş Çevre}}{\text{Islak Çevre}} = 0.88-1.00$

Geometri = dairesel tüp ve dikdörtgen kanal

Daha önce altsoğumuş bölgede kritik akı, kuruluk derecesi bölgesinde kritik entalpi ve doyumluk sıcaklığında süreksizlik prensibine göre geliştirilen W-2 korelasyonuna karşıt olarak W-3 korelasyonu $\pm\%15$ çıkış kuruluk derecesi aralığında süreklilik arzeder. Burada birbiçim ve eşdeğer birbiçim akı birbiçim olmayan datadan F-faktörü ile dönüştürülür. Lokal birbiçim $q''_{DNB,N}$ şu şekilde hesaplanır

$$q''_{DNB,N} = \frac{q''_{DNB,EU}}{F} \quad (2.70)$$

burada

$$F = \frac{C}{q''_{loc} |_{l_{DNB}} \times (1 - e^{-Cl_{DNB}})} \times \int_0^{l_{DNB}} q''(z) e^{-C(l_{DNB}-z)} dz \quad (2.70.1)$$

olup, l_{DNB} ise lokal kaynamanın başladığı noktadan itibaren mesafe (in.) ve

$$C = \frac{0.15(1 - \chi_{DNB})^{4.31} \text{in.}^{-1}}{(G / 10^6)^{0.478}} \quad (2.70.2)$$

Sıcaklık ve entalpi artışları kanalın her alt bölgesinde şu korelasyonlardan hesaplanır

$$\Delta H = q' \Delta L / \dot{W} \quad (2.71)$$

$$\Delta T = \Delta H / c_p \quad (2.72)$$

burada

ΔH = entalpi artışı

ΔT = akışkandaki sıcaklık değişimi

\dot{W} = kütleli debi

ΔL = ısıtılmış kanal uzunluğu / aksenal alt bölge sayısı

q' = lineer ısı akı

c_p = akışkanın özgül ısı

Zarf yüzey sıcaklığı aşağıdaki gibi hesaplanır[18]

$$T_s = q'' / h_{DB} \quad (2.73)$$

burada h_{DB} Dittus-Boelter korelasyonundan hesaplanan ısı transfer katsayısıdır. Buna göre

$$Nu = 0.023 Pr^{0.4} Re^{0.8} \quad (2.74.1)$$

$$h_{DB} = (k / D_e) Nu \quad (2.74.2)$$

Her kanal alt bölgesinde basınç düşüşü[18]

$$\Delta p = \frac{f \Delta L}{D_e} \frac{G^2}{2g_c \rho} - P \Delta L \quad (2.75)$$

formülüyle hesaplanır. Burada

$$f = \text{sürtünme faktörü} = [0.00560 + 0.5 / (Re)^{0.32}] \times C_R$$

$$C_R = \text{Rejime bağlı düzeltme faktörü}$$

Ayrıca kod diğer birçok basınç düşüşlerinin de hesaplar.

SCHT verilen zarf yüzey sıcaklığı ve ısı akısına bağlı olarak her altbölgede sıcaklık farklarını hesaplar

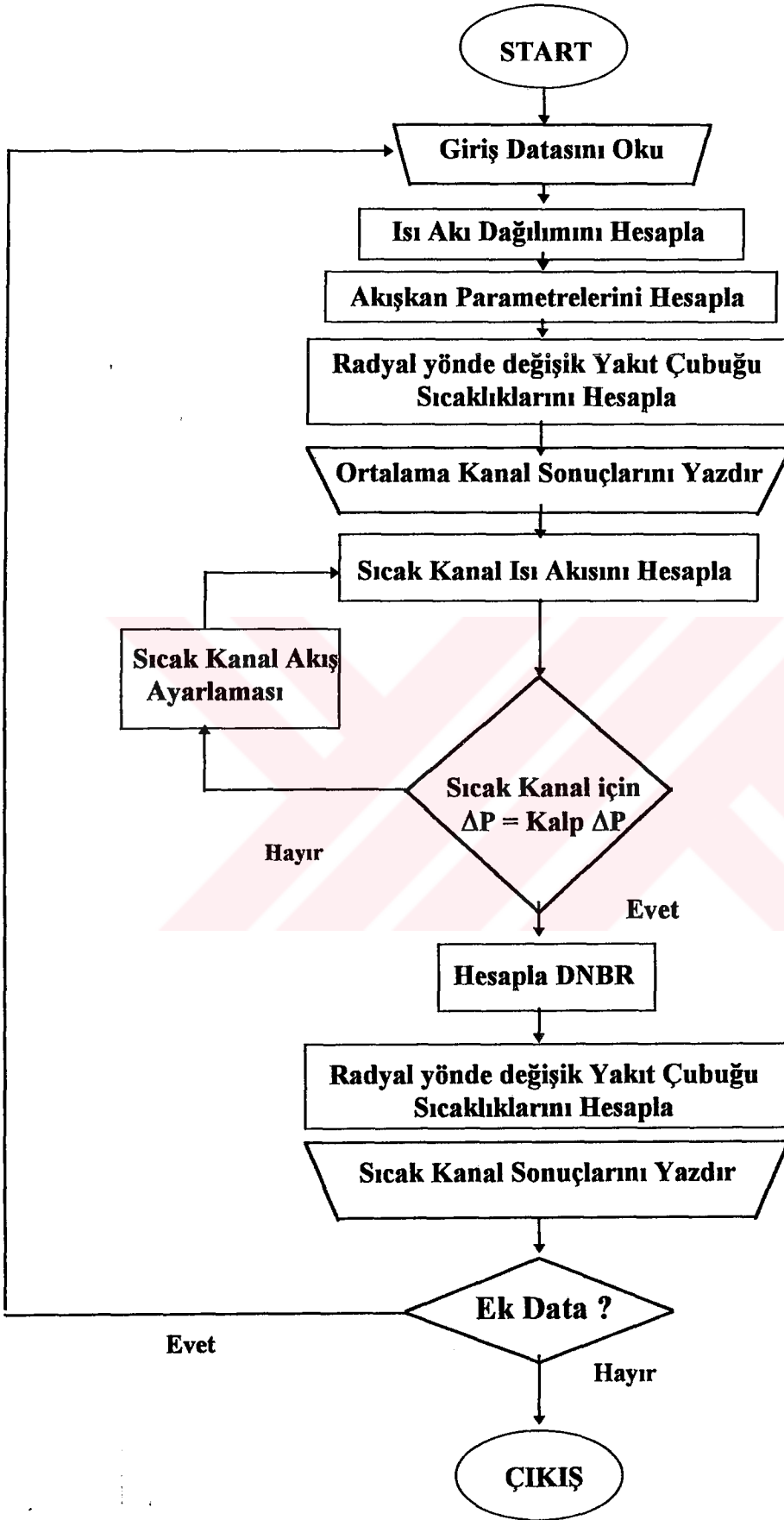
$$\Delta T_c = \frac{q'' t_c}{k_c} \quad (2.76.1)$$

$$\Delta T_s = \frac{q''}{h_s} \quad (2.76.2)$$

$$\Delta T_f = \frac{q'' R}{2k_f} \quad (2.76.3)$$

Kodun basitleştirilmiş akış diyagramı Şekil 2.5'de verilmiştir.





Şekil 2.5 : SCHT Kodu Akış Diagramı

3. REAKTÖR ÖN DİZAYNI

Bu bölümde tez projesini teşkil eden çalışma tasvir edilecektir. Çalışmaya teşkil edecek reaktör tipi olarak 600 MW_e (1818 MW_t) gücünde PWR tipi hafif bir sulu reaktör seçilmiştir. Reaktörün net işletim veriminin ($\eta = MW_e/MW_t=0.33$) bilindiği kabul edilecektir. Daha önce izah edildiği gibi dizaynın herhangi bir safhasında tayin edilecek parametrelerin dizaynın başka safhasında elde edilecek parametrelere bağıllığı sebebiyle, öndizayn çalışmasına başlarken ilk data halen operasyonda olan reaktörlerden, bunlara ait deneysel verilerden ve profesyonelce yapılmış ilk tahminlerden oluşur. Bu amaçla ilk planda, geometri, yakıt zenginliği, soğutucu akış hızı, sıcaklık dağılımı ve kalp konfigürasyonu ile ilgili birçok data öngörülür. Amaç, güvenilir, ekonomik performansı iyi ve emniyetli çalışacak bir reaktör dizayn etmektir. O halde, ilk planda malzeme özellikleriyle ilgili termal kriterleri içeren çeşitli mühendislik limitlerinin aşılmaması dizayn işini yönlendirecek hususların başında gelir. Bunun içinde tasarlanacak reaktörün işletim esnasında mümkün olduğu kadar düzgün bir güç ve sıcaklık dağılımına sahip olması istenir. Bunu sağlarken, yakıt ömrü, aşırı reaktivite ve yanabilen zehirlerin modellenmesi hususları arasında iyi bir optimizasyon gerekir. Bütün bu işlemler, dizayn hesabının çeşitli kademeleri arasında çok sayıda döngüye ihtiyaç duyar.

Dizayn işlemi hiçbir şekilde temiz kor (BOC) için reaktörü tasarlamaktan ibaret değildir. Reaktör operasyonu esnasında çevrim sonuna (EOC) kadar güç dağılımını muhafaza etmek mümkün değildir. Bu amaçla yanabilen zehir seçimi ve tasarımı öndizayn hesaplarında önemli bir yer tutar. Yakıtın yanmasının yanısıra, zehirlerinde konsantrasyonundaki değişiklik, çevrim sonuna kadar ortaya konmalıdır. Sonuçta reaktör kalp öndizaynı bize kalp güç ve sıcaklık dağılımını (çevrim alt zaman kademeleri dahil olmak üzere), akışkandeki basınç düşüşünü, soğutucu akış şartlarını

ve yakıt ömrünü (yanan yakıtta karşılık gelen enerji miktarı dahil olmak üzere) verecektir.

3.1. Nükleer Kalp Dizaynı

Hernekadar reaktör tasarımının diğer yönleride mevcutsada (ekonomik, gerilme ve güvenlik analizleri vs.) bu çalışmada asıl ilgimiz kalp tasarımına yöneliktir. Bizim kalp dizayn çalışması, yakıt ve kalp parametrelerinin seçimi, kalpte hem $x-y$ hemde $r-z$ yönlerinde güç dağılımının hesaplanması, yanabilen zehirlerin modellenmesi, kontrol çubuğu seçimi ve yakıt yanma analizini kapsadı. Bu çalışmada temel amaçlarımız

1. Mümkün olduğu ölçüde düzgün güç dağılımına ulaşmak
2. Bir çevrim boyunca uygun reaktivite katsayılarını sağlamak
3. Kabul edilebilir bir çevrim uzunluğuna sahip olmak

Bu amaçla kalp parametrelerinin seçimi ilk adımı teşkil etti. Başlıca data CE (Combustion Engineering) 16×16 asemble modeline uygun bir reaktör model alınarak seçildi. Fakat daha düşük güçte bir reaktör planlandığı için uygun tarzda bazı parametreler farklı alındı. Dizayn için kullanılan ilk parametreler Tablo-3.1'de verilmiştir. Buna göre reaktör az zenginleştirilmiş yakıt kullanmaktadır. Kalbin ortalama zenginliği 2.789 w/o'dur. Başlangıç yakıt yüklemesi için üç ayrı zenginlikte asemble seçildi. Ayrıca her asemblede üç farklı zenginlikte yakıt çubukları yer aldı. Tasarımı basitleştirmek için, her asemblede zenginlik oranlarına göre yakıt çubuklarının dağılımı (su boşlukları dahil) aynı alındı. Şekil 3.1 1/4 kalp konfigürasyonunu tasvir etmektedir.

Son bahsedilen şekilde görülen yakıt dağılımı ilk döngüdekilerden farklıdır. Başlangıçta daha değişik bir yakıt yerleştirme modeli seçilmesine karşılık, bunun son derecede bozuk güç haritaları vermesi sebebiyle biz en basit, ve en iyi bilinen prensibe başvurduk. Buna göre, radyal yönde, en fakir yakıt asemble'leri merkezde, en zenginler ise dış çevrededirler. Her döngüde hemen hemen takip edilen hesaplama tarzımız daha önce izah edildiği gibidir. Buna göre asimptotik yakıt çubukları için önce LEOPARD kodu koşulmakta ve homojenize asemble tesir kesitleri uygun tarzda

ağırlaştırarak elde edilmektedir ve tesir kesitleri setleri 2DB $x-y$ koşmasına girdilenmektedir. Yakıt modeli belirlenince, 2DB koşumundan elde edilen $x-y$ güç

600 MWe Nükleer Güç Reaktör Öndizayın Analizi Başlangıç Değerler	
Reaktör Tipi	PWR
Termal Güç (MWt)	1800
Elektrik Güç (MWe)	600
Verim (%)	33.3
Yakıt Tipi	UO ₂
Soğutucu	H ₂ O
Zarf Malzemesi	Zr-2
Yavaşlatıcı	H ₂ O
Kalbin Aktif Yüksekliği (cm)	360
Kalbin Ortalama Aktif Çapı (cm)	340
Asemble Tipi	Kare
Asemble Sayısı	208
Yakıtın Asemble içinde dizilişi	16×16
Asemble Ölçüleri (cm)	20.48
Asemble Pitch (cm)	20.68
Asemble içindeki Yakıt Sayısı	224
Kalp içindeki Yakıt Sayısı	46,592
Birim Hücre Adımı (cm)	1.28
Yakıt çubuğu Dış Çapı (cm)	0.96
Yakıt çubuğu Zarf Kalınlığı (cm)	0.06
Yakıt Pellet Çapı (cm)	0.82
Pellet - Zarf Aralığı (cm)	0.01
Yakıt Zenginliği (%)	3.058 - 2.799 - 2.499 3.15/3.0/2.9-2.9/2.75/2.6-2.6/2.45/2.3
Sistem Basıncı (bar)	155

Tablo 3.1

Aşamla	Zenginlik
1	3.044
2	2.798
3	2.489

1	1	1						
2	2	1	1	1				
2	2	2	2	2	2	1		
2	2	2	2	2	2	2	1	
3	3	2	2	2	2	2	1	
3	3	3	2	2	2	2	1	1
3	3	3	3	2	2	2	2	1
3	3	3	3	2	2	2	2	1

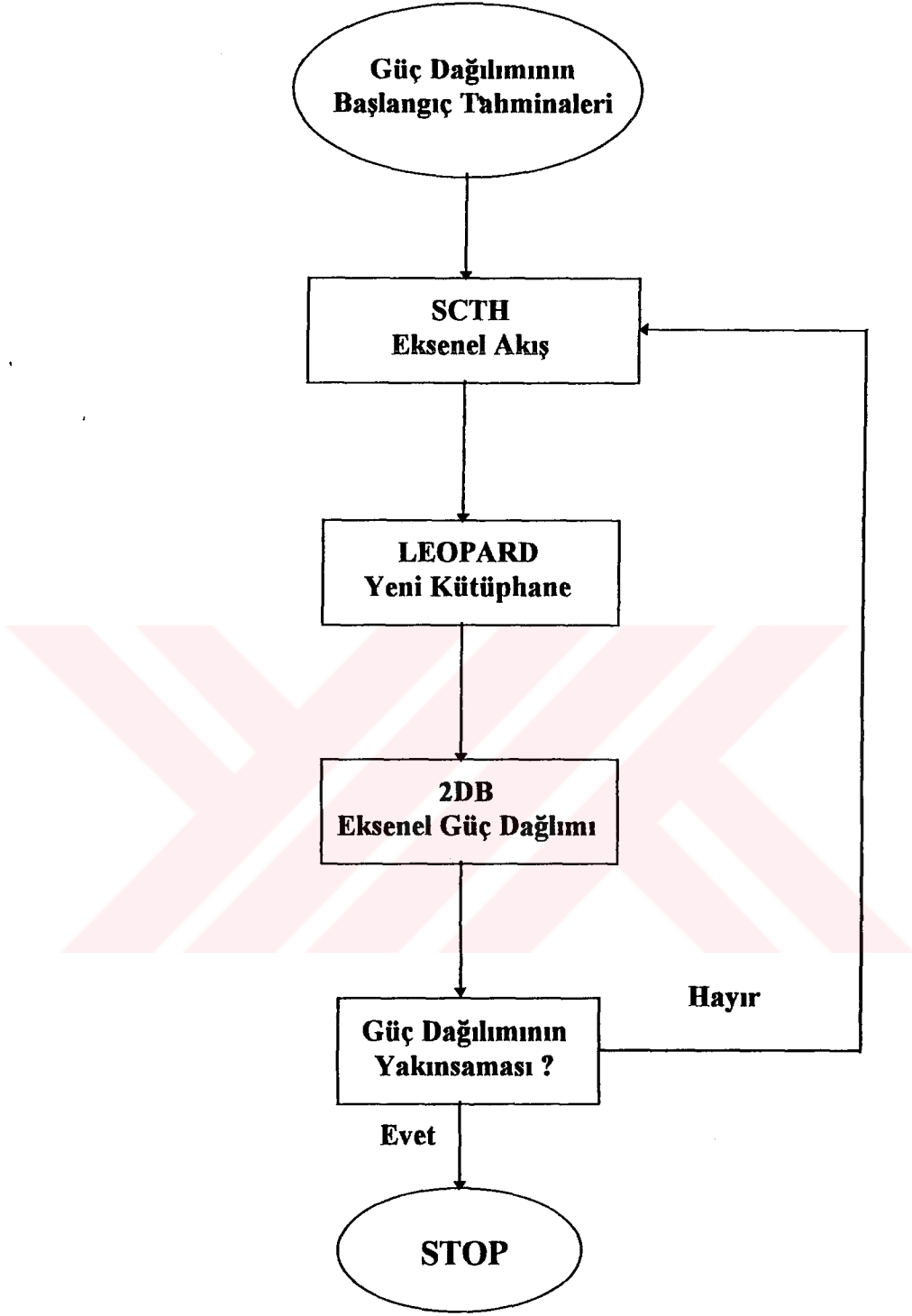
Şekil 3.1 : 1/4 Kalp Asemble Zenginlikleri

dağılımı Şekil 3.2'de verilmektedir. Bu güç dağılımını elde etmek için 2DB $r-z$ koşumundan elde edilen aksenal güç profili SCHAT koduna verilmiş, ve bu kodun termal datası LEOPARD'da kullanılmıştır. Şekil 3.3 bu prosesin işlem mantığını ortaya koymaktadır. Şekil 3.2'de görüldüğü gibi maksimum güç-pik faktörü 1.47 civarında olup dizaynın bu kademesinde, diğer bir ifadeyle zehirlenmemiş kor için fazla rahatsız edici bir durum değildir.

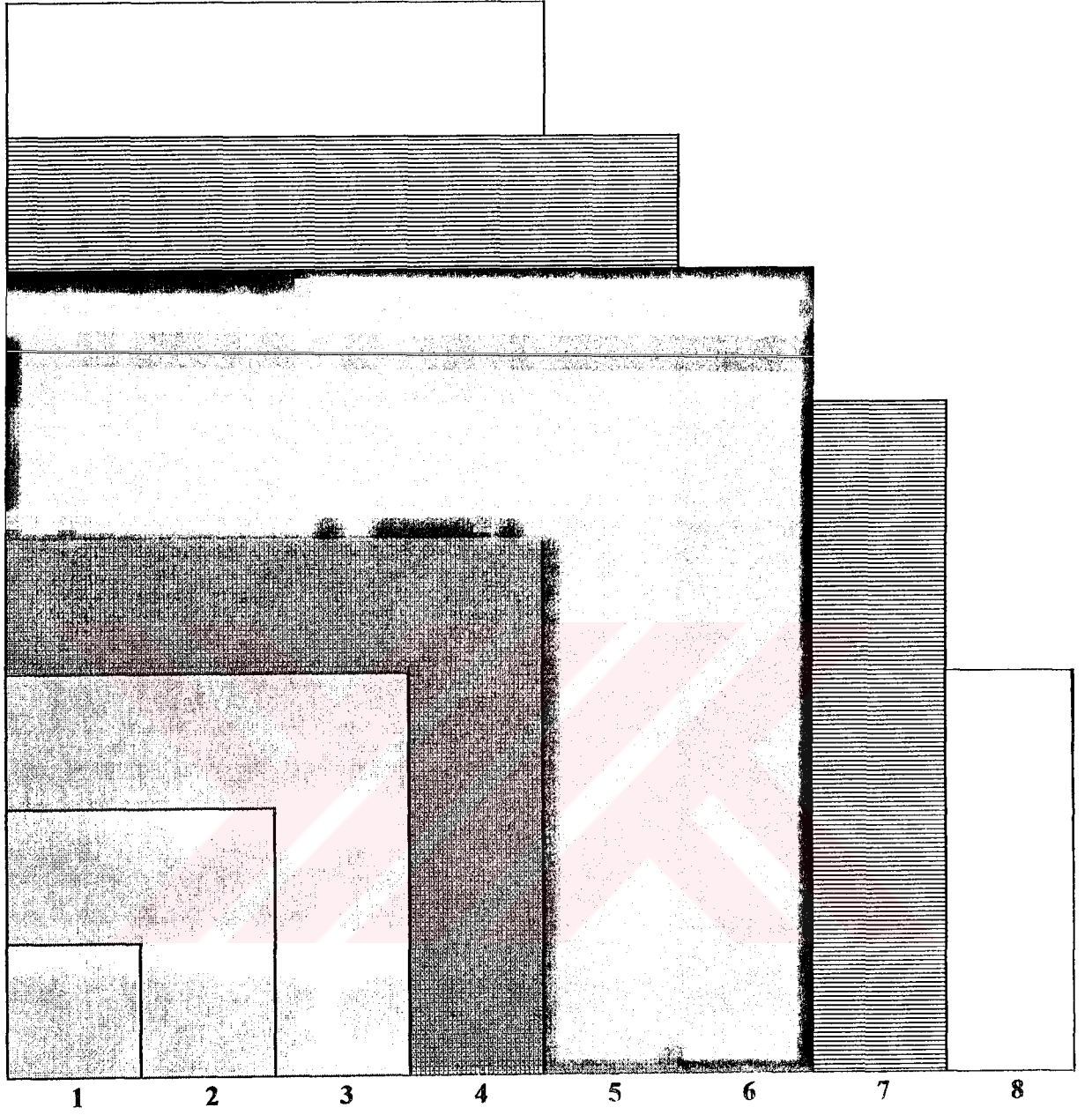
					0.339			
				0.901	0.609	0.292		
			1.318	1.123	0.833	0.476		
		1.403	1.416	1.268	1.004	0.668	0.242	
	1.441	1.419	1.378	1.340	1.099	0.743	0.314	
1.463	1.451	1.428	1.389	1.373	1.143	0.784	0.342	

ŞEKİL 3.2 : $x-y$ Güç Dağılımı

2DB kodunun $r-z$ opsiyonu için koşması $x-y$ opsiyonuna nazaran daha dolaylı olarak gerçekleştirilir ve birtakım yaklaşımlara ihtiyaç duyar. Bunun için ilk planda Şekil 3.4'da verilen bölgeler eşdeğer zenginlik bölgeleri olarak alınır. Bu bölgeler hacimleri sabit kalmak üzere silindirikleştirilirler. Kalp daha sonra aksenal alt



Şekil 3.3 : Nötronik ve Termal Hidrolik Hesaplamalarının Birbirlerine Bağımlılığı



Şekil 3.4 : r-z koşumu için Radyal yönde eş zenginlik bölgeleri

Bölge	Zenginlik
1	2.489
2	2.489
3	2.489
4	2.621
5	2.798
6	2.820
7	2.946
8	3.044

bölgelere bölünerek (bizim çalışma için 10 eşit yüksekliğe sahip bölge seçildi) uygun LEOPARD hesaplamalarından sonra 2DB bu opsiyon için koşudur.

3.2. Güç Dağılımı Optimizasyonu ve Yanabilen Zehir Modeli

Reaktörde hem aşırı reaktiviteyi karşılamak hemde düzgün bir güç dağılımı şekline sahip olmak için başvurulan yol kalpde yanabilen zehirler kullanmaktır. Ne yazıkki yanabilen zehirlerin analizi çok kapsamlı olup detaylı dizayn çalışmaları için kompleks nötronik kodlara ihtiyaç duyar. Bu kodların hepsi transport kodu olup örneğin bunlar arasında assemble transport yanma kodu DIT bahsedilebilir [21]. Bununla beraber bir öndizayn çalışmasında kullanılacak daha kaba modeller geliştirilmiştir. Bir reaktör başlangıçta yeterli yakıtla yüklenmiş olup bu çevrim boyu kalbin kritik kalmasını sağlar ($k_{ef} < 1$ olduğunda çevrim sona erecektir). Kritik üstü yakıt yüklemesi diğer taraftan kalpde aşırı reaktivitenin bulunmasına sebep olup, bunun reaktör kontrol sistemleri ile dengelenmesi icap eder. Aşırı reaktivitenin bir kısmı Doppler tesiri ile dengelense de, hala önemli bir kısmı diğer vasıtalara ihtiyaç duyar. Bu ihtiyaç belli başlı üç sınıf zehirle karşılanır, bunlar çözünebilir zehir, yanabilen zehir ve hareketli kontrol çubuklarıdır.

Çözünebilir zehir, global güç dağılımı üzerinde ihmal edilebilir etki, ve düşük maliyet gibi bazı avantajlara sahiptir. Bununla beraber eğer yüksek konsantrasyonda kullanılması pozitif yavaşlatıcı sıcaklık reaktivite katsayısının oluşmasına yol açar.

Hernekadar bu çok kritik bir durum değilse, negatif yavaşlatıcı sıcaklık katsayısı arzu edilen bir hususdur. Sonuçta çözünebilir zehir tarafından dengelenecek aşırı reaktivitenin pratik bir üst limiti mevcuttur. Diğer bir yol aşırı reaktiviteyi hareketli kontrol çubukları ile karşılamaktır. Fakat reaktör dizaynında bu pek arzu edilmeyen durumdur; çünkü kontrol çubuklarının aşırı hareketi global ve lokal güç dağılımlarında istenmeyen çöküntüler vede pikler yaratır.

Kalp dizaynında daha uygun bir çözüm aşırı reaktiviteyi karşılamak için yanabilen zehirler kullanmaktır. Fakat yüklenecek zehir miktarı optimize edilip, bir

yandan diğer reaktivite kontrol vasıtalarına ihtiyacı azaltırken, diğer taraftan EOC'da hiç zehir kalmaması sağlanmalıdır. Çünkü zehir bakiyesi çevrim uzunluğunu kısaltır. Yanabilen zehir modellenirken diğer önemli bir husus, zehirin homojen dağıtılması veya heterojen bir geometriye sahip olması hususudur. Zehirin asemble'de yakıt çubukları gibi çubuklar şeklinde yani heterojen yapıda kullanılmasının çok önemli avantajları vardır. Daha önceki bölümde yakıt için bahsedilen uzaysal kendini zırlama etkisine, yanabilen zehir çubuklarında sahiptir. Nötron akısı çubukların içinde bir çöküntüye uğrar ve içindeki zehir atomlarında yutulma azalır, ve böylece BOC'ın başlarında etkin yutma tesir kesiti düşüktür.

Biz bu çalışmada elimizdeki data ve hesaplama vasıtalarını gözönüne alarak çok basit modelle yanabilen zehiri modelledik. Hernekadar LEOPARD kodu homojen boron'u modellemede bize yardım etsede, biz daha yaygın bir eğilim olan heterojen Gd_2O_3 çubuklarını seçtik. Bu amaçla bir transport koduna ihtiyaç sebebiyle, direk hesaplama yöntemi yerine önce bize BOC'da arzu edilecek güç haritalarını sağlayacak zehir miktarını deneme-yanılma yöntemi ile belirledik. (Reaktör dizaynında ayarlama - fudging - bazen kaçınılmaz bir yoldur). Buna göre zehir pinleri merkeze yakın asemble'lerde yer aldı. Bu dağılım Şekil 3.5'da verilmektedir. Sonuçta ortaya çıkan tabloya göre 3 farklı zehirlenmenin gerçekleştirildiği assemble mevcuttur. Burada en fakir assemblelerin tamamı zehirlenerek 6 veya 12 zehir çubuğu yerleştirilmiştir. Buna göre 6 zehir çubuğu içeren assemblede şimdiye kadar gözetilen assemble içi simetrisi ortadan kalkmış durumdadır. Diğer taraftan orta zenginliğe sahip assemblelerin bir kısmı 4 yakıt çubuğu ile zehirlenmiş bulunmaktadır, (Şekil 3.6). Yanabilen zehir modellemesindeki asıl büyük mesele yakıt yanarken, zehirleri de uygun tarzda yakmaktır. Bu husus yanma analizi esnasında yakıtları analiz ederken ele alınacaktır.

Sonuçta elde edilen güç dağılımı haritası Şekil 3.7'de verilmiştir. Bu temiz bir kalp için makul bir dağılımı göstermekte ve maksimum güç-pik faktörü 1.37 olmaktadır. Diğer taraftan $r-z$ güç dağılımı Şekil 3.8'de verilmiştir. Burada aksenal güç-pik faktörü 1.8 civarındadır. En fazla zehirlenmenin yer aldığı assemble güç dağılımı ise Şekil 3.9'da sunulmaktadır. Böylece çevrim başı temiz bir kalp için bütün datalar geliştirilmiştir. Bu değerler tablo 3.2'de yer almaktadır.

Bundan sonra gerçekleştirilecek dizayn safhaları bu noktaya kadar gerçekleştirilen analizden hiçbir srele bağımsız olmayacaktır. Diğer bir deyişle BOC için kalbin parametrik gelişimi arzu edilen çevrim şartlarını sağlamazsa buraya kadar olan hesaplamalar yeni ve uygun parametreler belirlemek amacıyla tekrarlanması gerekir. Şekil 3.14 Őimdiya kadar sunulanlardan daha detaylı bir öndizayn akış diyagramını, söz konusu edilen bu hususları ortaya konmak üzere vermektedir.



Assembly No	Zenginlik	Zehirlenme
1	Yüksek	Yok
2	Orta	Yok
3	Orta	Var
4	Fakir	Var (Düşük)
5	Fakir	Var (Yüksek)

1	1	1						
2	2	1	1	1				
2	2	2	2	2	1			
3	3	3	2	2	2	1		
4	4	3	3	2	2	1		
5	5	4	3	3	2	1	1	
5	5	5	4	3	2	2	1	
5	5	5	4	3	2	2	1	

Şekil 3.5 : 1/4 kalp için Zehirlenme sonrası Asemble Yerleşimleri

3	3	3	3	3	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3
3	3	3	W	2	2	W	2	2	W	2	2	W	3	3	3
3	3	2	2	2	2	2	1	1	1	2	2	2	2	3	3
3	W	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	W	3
3	2	2	1	W	1		1	1		1		1	2	2	3
2	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2
2	W	1	1		1		1	1		1		1	1	W	2
2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2
2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2
2	W	1	1		1		1	1		1		1	1	W	2
2	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2
3	2	2	1		1		1	1		1		W	1	2	2
3	W	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	W	3
3	3	2	2	2	2	1	1	1	1	2	2	2	2	3	3
3	3	3	W	2	2	W	2	2	W	2	2	W	3	3	3
3	3	3	3	3	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3

Şekil 3.6 : Asemble içinde Yakıt ve Zehir Çubukları Yerleşimi

Asemble	Zenginlik
1	2.89
2	2.78
3	2.62
W	Su Boşlukları
■	Zehir Çubuğu (Rakamlar Şekil 3.5'deki asemble numaralandırmasına ait)

					0.505		
				1.163	0.863	0.438	
			1.179	1.277	1.104	0.693	
		1.125	1.151	1.183	1.245	0.948	0.365
	1.047	1.086	1.153	1.195	1.326	1.038	0.473
1.009	1.029	1.074	1.156	1.207	1.365	1.089	0.513

ŞEKİL 3.7 : Zehirlenmiş Kalbde x-y Güç Dağılımı

0.332	0.328	0.320	0.313	0.336	0.331	0.201	0.073
0.869	0.858	0.835	0.818	0.878	0.865	0.525	0.190
1.317	1.301	1.266	1.239	1.330	1.310	0.795	0.287
1.636	1.616	1.572	1.539	1.652	1.627	0.987	0.357
1.801	1.779	1.731	1.694	1.819	1.791	1.087	0.393
1.801	1.779	1.731	1.694	1.819	1.791	1.087	0.393
1.636	1.616	1.572	1.539	1.652	1.627	0.987	0.357
1.317	1.301	1.266	1.239	1.330	1.310	0.795	0.287
0.869	0.858	0.835	0.818	0.878	0.865	0.525	0.190
0.332	0.328	0.320	0.313	0.336	0.331	0.201	0.073

ŞEKİL 3.8 : Zehirlenmiş Kalbde r-z Güç Dağılımı

1.139	1.139	1.139	1.084	1.084	1.084	1.084	1.084
1.139	0.000	1.139	1.139	0.000	1.084	1.084	1.084
1.176	1.176	1.139	1.139	1.139	1.139	1.084	1.084
1.176	1.176	1.176	1.176	1.139	1.139	0.000	1.084
1.176	0.000	1.176	0.000	1.176	1.139	1.139	1.084
1.176	1.176	1.176	1.176	1.176	1.139	1.139	1.139
1.176	0.000	1.176	0.000	1.176	1.176	0.000	1.139
1.176	1.176	1.176	1.176	1.176	1.176	1.139	1.139

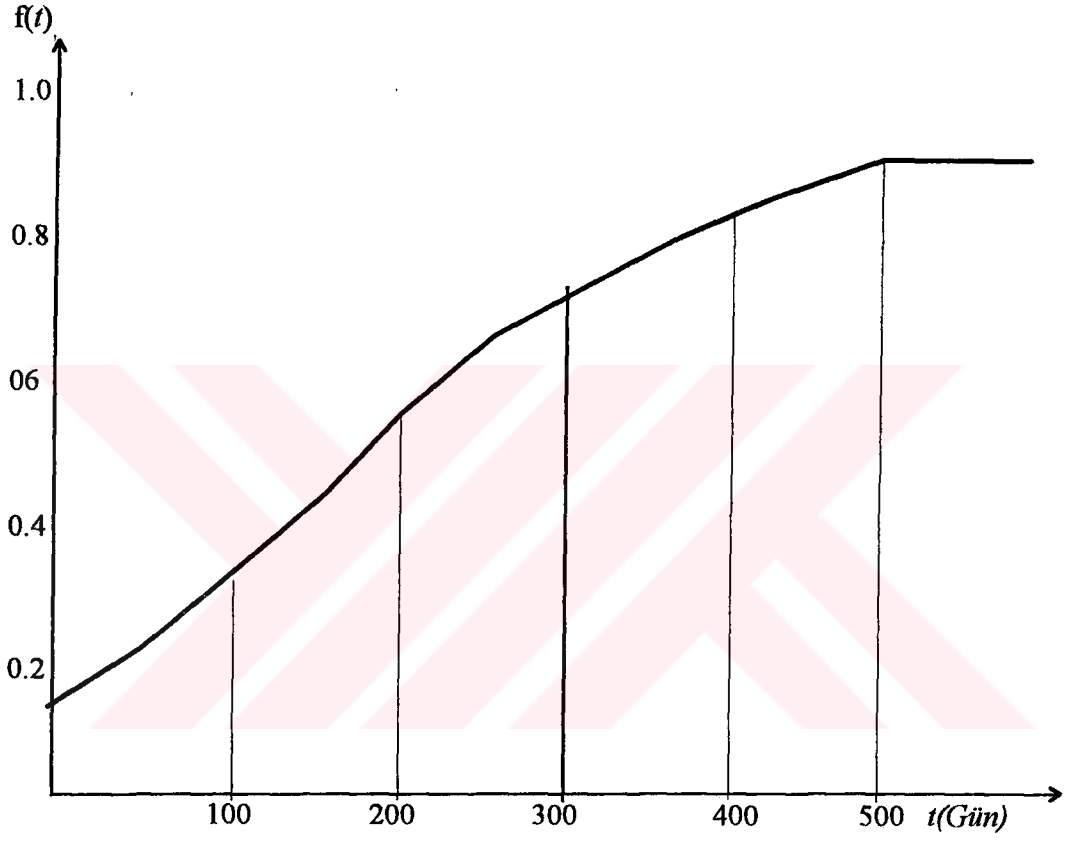
ŞEKİL 3.9 : 3 No'lu Asemble'de Güç Dağılımı

					0.580		
				1.136	0.859	0.515	
			1.325	1.285	1.069	0.733	
		1.157	1.299	1.299	1.185	0.892	0.352
	1.058	1.105	1.165	1.293	1.229	0.906	0.410
1.012	1.034	1.077	1.137	1.287	1.244	0.927	0.430

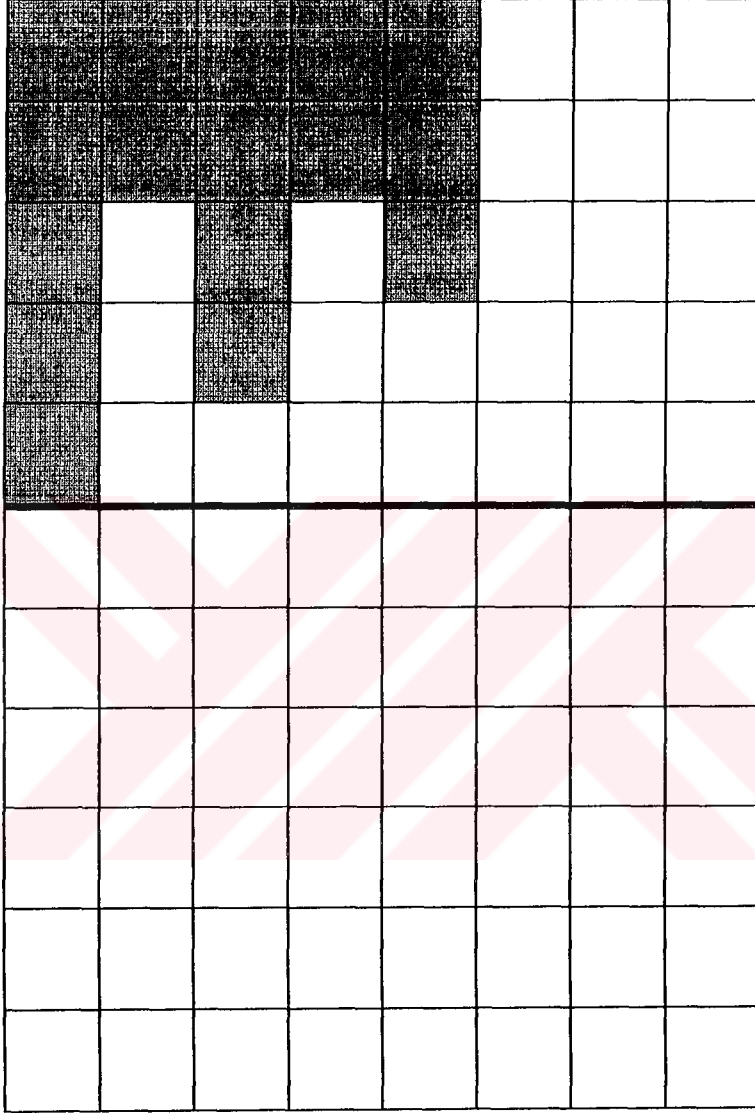
ŞEKİL 3.10 : Çevrim Sonu Kalbde x-y Güç Dağılımı

0.367	0.363	0.356	0.351	0.333	0.262	0.147	0.052
0.958	0.950	0.932	0.918	0.871	0.685	0.385	0.137
1.453	1.440	1.412	1.391	1.320	1.038	0.583	0.207
1.805	1.789	1.755	1.728	1.640	1.289	0.725	0.258
1.987	1.969	1.932	1.903	1.806	1.420	0.798	0.284
1.987	1.969	1.932	1.903	1.806	1.420	0.798	0.284
1.805	1.789	1.755	1.728	1.640	1.289	0.725	0.258
1.453	1.440	1.412	1.391	1.320	1.038	0.583	0.207
0.958	0.950	0.932	0.918	0.871	0.685	0.385	0.137
0.367	0.363	0.356	0.351	0.333	0.262	0.147	0.052

ŞEKİL 3.11 : Çevrim Sonu Kalbde r-z Güç Dağılımı



ŞEKİL 3.12 : $f(t)$ fonksiyonun Çevrim Boyunca Değişimi



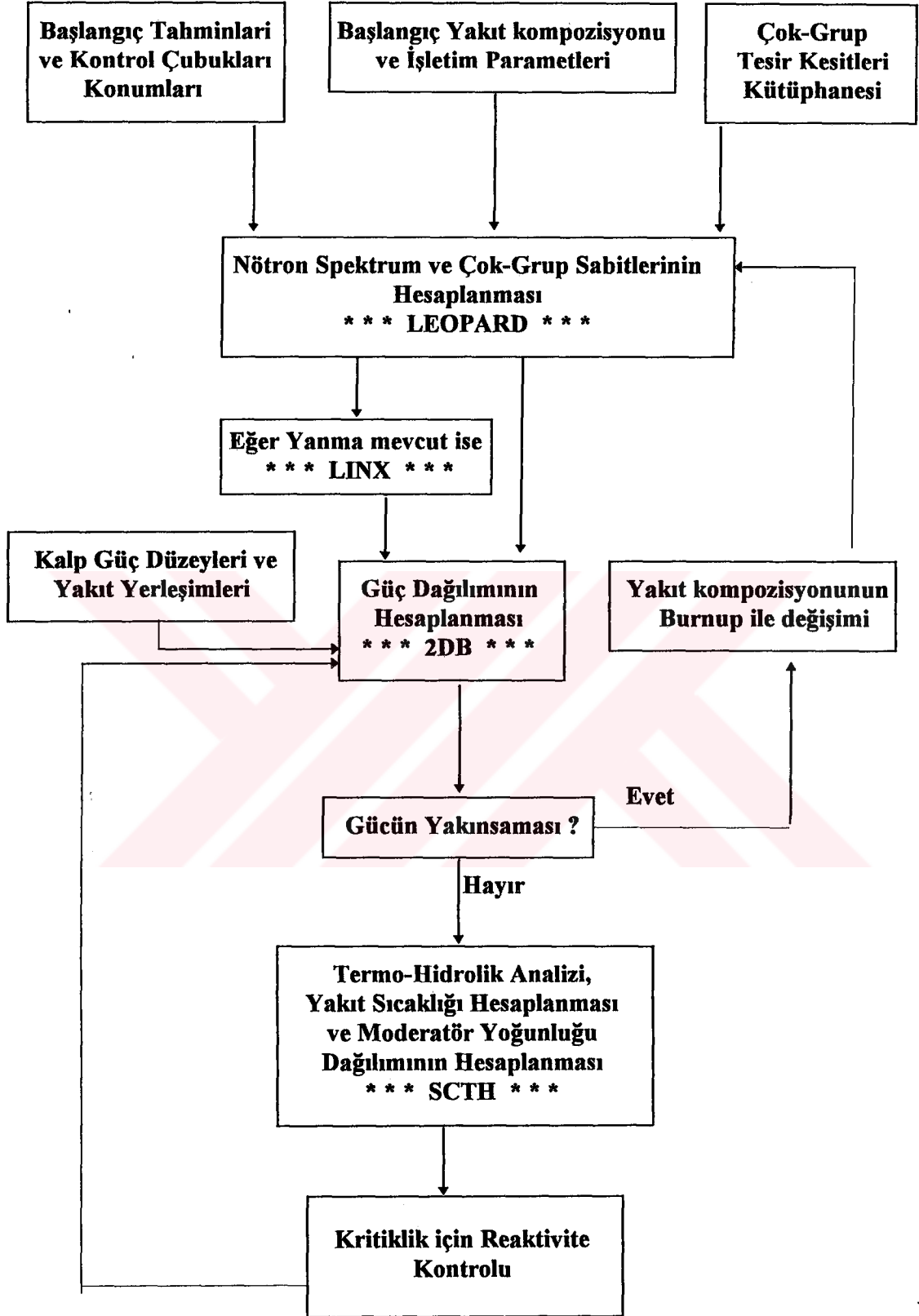
ŞEKİL 3.13 : Kontrol Çubuklarının Yerleşimi

Tablo 3.2

600 MWe Nükleer Güç Reaktör Öndizayn Analizi Son Değerler	
Genel Data	
Reaktör Tipi	PWR
Termal Güç (MWt)	1818
Elektrik Güç (MWe)	600
Verim (%)	33.0
Yakıt Tipi	UO ₂
Soğutucu	H ₂ O
Zarf Malzemesi	Zr-2
Yavaşlatıcı	H ₂ O
Kalp Data	
Aktif Yükseklik (cm)	360
Ortalama Aktif Çap (cm)	336.54
Yükseklik / Çap	1.07
Aktif Kalp Hacmi (l)	32,023
Ortalama Kalp Güç Yoğuluğu (kW / l)	56.77
Yakıt Ağırlığı (kg)	79,721
Özgül Güç (kW / kgU)	22.80
Assembly Data	
Asemble Tipi	Kare
Asemble Sayısı	208
Yakıtın Asemble içinde dizilişi	16×16
Asemble Ölçüleri (cm)	20.48
Asemble Pitch (cm)	20.68
Asemble içindeki Yakıt Sayısı	224
Kalp içindeki Yakıt Sayısı	46,592

Yakıt Çubuğu Data	
Tipi	Silindirik
Birim Hücre Adımı (cm)	1.28
Dış Çapı (cm)	0.96
Adım / Çap	1.33
Zarf Kalınlığı (cm)	0.06
Yakıt Pellet Çapı (cm)	0.82
Pellet - Zarf Aralığı (cm)	0.01
Yakıt Zenginliği (%)	3.044 - 2.798 - 2.489 3.14/3.02/2.89-2.89/2.78/2.62-2.62/2.44/2.31
BURNUP (MWD/MTU)	11400
Termal-Hidrolik Data	
Sistem Basıncı (bar)	155
Soğutucu Akısı (10 ⁶ kg / hr)	60
Minimum DNBR	2.2897
Soğutucu Giriş Sıcaklığı (°C)	300
Soğutucu Çıkış Sıcaklığı (°C)	319
Maksimum Yakıt Sıcaklığı (°C)	587.83

Tablo 3.2 (devamı)



Şekil 3.14 : Öndizayn Hesap İşlemlerinin Blok Diyagramı

3.3. Yanma Analizi

Dizayn amaçlarından en önemlilerinden biriside makul bir çevrim uzunluğuna sahip olmaktır. Dolayısıyla BOC için olan belirlenen parametrelerin bunu sağlaması gerekmektedir. Bu hususun analizi hem yakıtın hemde yanabilen zehirlerin tüketiminin büyük ölçüde beraber alınmasıyla gerçekleştirilir. LEOPARD kodu "burnup" opsiyonuna sahiptir. Buna göre ya verilen zaman adımları veya yanma adımları için kod, 2DB'ye tesir kesitlerini hazırlar. Bu adımlar çevrim sonuna kadar uzayabilir ve hassas değerler için adım sayısının büyük seçilmesi yararlıdır.

Bu analizdeki temel problem zehirin bu çerçeve içinde uygun tarzda ele alınmasıdır. Heterojen zehir için, yani bizim kullandığımız tarzda silindirik zehir çubukları yakıt çubuklarının gördüğü aynı akıyı kendini-zırhlama tesiri sebebiyle görmez. Arzu edilen bir husus olarak, zehir çubukları daha büyük bir akı çöküntüsüne sahiptir. Dolayısıyla yakıt (F) ve zehir (P) çubukları için şimdi şunu yazabiliriz

$$\frac{dN^F}{dt} = -\sigma_a^F \phi^F(t) N^F \quad (3.1)$$

$$\frac{dN^P}{dt} = -\sigma_a^P \phi^P(t) N^P \quad (3.2)$$

yukarıda verilen akılar çubuk içindeki ortalama değerlerdir. Şimdi şu tanımlamaları yapalım

$$f(t) = \phi^P(t) / \phi^F(t) \quad (3.3)$$

$$\sigma_a^{et} = f(t) \sigma_a^P \quad (3.4)$$

burada $f(t)$ ve σ_a^{et} kendini zırhlama faktörü ve zehirin etkin yutma tesir kestidir. Bu tanımlamalarla Dk.(3.2) şimdi şu şekilde yazılır

$$\frac{dN^P}{dt} = -\sigma_a^{et} \phi^P(t) N^P(t)$$

$$= -f(t)\sigma_a^P \phi^P(t)N^P(t) \quad (3.5)$$

Bu denklemlerden görüleceği gibi, prensipte biz yakıt ve zehir reaktivite değişimlerinin, uygun bir $f(t)$ seçerek, uyumlu olmasını sağlayabiliriz. Diğer bir ifadeyle zehir çubuğunu o şekilde dizayn ederiz ki, bu bize arzu edilen $f(t)$ 'yi sağlasın.

Yukarıdaki açıklamalar doğrultusunda biz bir çevrim analizini gerçekleştirdik. Çevrim sonu k_{ef} 'in kritikaltı bir değer vermemesi kriterini kullanarak LEOPARD kodu yanma opsiyonu ile koşuldu. Kod sonuçları LINX koduna girdilerek 2DB koduna verilecek yanma kütüphanesinin oluşturulması sağlandı. Aynı zamanda kodlardan elde edilen akı değerleri kullanılarak yanabilen zehir tesir kesitleri hesaplandı. Temel farklılıkların yanı sıra yanma analizindeki işlem mantığı ve döngülerin ele alınışı temiz kor dizaynına uygun bir tarzda gerçekleştirildi.

Bu analiz sonucu elde edilen x-y ve r-z çevrim sonucu güç haritaları Şekil 3.10 ve 3.11 de verilmektedir. Şekil 3.10 dan görüldüğü gibi güç-pik faktörü 1.325 dir. Aynı zamanda ulaşılan çevrim uzunluğu 500 gün ve "burnup" 11400 MWD/MTU olarak elde edilmiştir. Bu çevrim karakteristikleri ve çevrim sonucu güç dağılımını sağlayacak $f(t)$ ifadesinin çevrim boyu değişimi Şekil 3.12 da verilmiştir.

3.4. Kontrol Çubuklarının Modelenmesi

Reaktör dizaynında son adım kontrol çubuklarının modellenmesidir. Kontrol çubukları reaktörde üç amaca hizmet ederler: Reaktörde güç değişim seviyelerini sağlamak, zehir görevi görmek ve reaktörün susturulmasını (scram) sağlamak. Kontrol çubuklarının dizaynı yanabilen zehirlerde olduğu gibi, son derece kompleks bir görev olup, bizim kullandığımız hesaplama vasıtalarının dışında kodlara ihtiyaç duyabilir. Bizim çalışmada, kontrol çubuklarını LEOPARD koşumlarında hücre-dışı bölgeye boron ekleyerek simüle ettik. Spektrum hesapları sonucu 2DB r-z koşumlarında kullanıldı. Bu prosedür özellikle eksenel yönde çok detaylı bir muameleyi gerektirmektedir. Çünkü bu yönde yakıt ve akışkan sıcaklığı değişmektedir.

Bu analiz esnasında Şekil 3.13 de verilen kontrol çubuğu yerleşim tarzı esas alınmıştır. Fakat bu analizi, eldeki simulasyon araçları ile iyi bir sonuç elde edecek tarzda gerçekleştirmemiz mümkün olmamıştır. Hernekadar aşırı reaktiviteyi bu şekilde karşılasak dahi kontrol çubuğunun gözönüne alındığında, güç haritaları kabul edilebilir bir dağılıma sahip olmamıştır.



4. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

600 MW_e kurulu gücünde PWR tipi hafif sulu bir reaktörün ön dizayn analizi bu çalışmada sunulmuştur. Reaktör kalbinin nötronik ve termal-hidrolik analizi gerçekleştirilmiş, ve fakat bunlara bağlı sayılabilecek ekonomik ve mekanik (stress) analizi bu çerçeve içine dahil edilmemiştir. Çalışmada bir reaktör kalbinin simülasyonunun nasıl gerçekleştirileceğinin ana fikirleri ortaya konmaya çalışılmıştır. Tezde sunulan ön dizayn çalışmasının ilk planda önemi, aynı zamanda daha ileri safhaya ait, daha detaylı analizin mantık yapısına da sahip olması olarak gösterilebilir. Ayrıca ön dizayna, hesaplama dışı derlenmiş datayla başlarken, ileri dizayn safhalarında ön dizayn sonuçları bu safhanın hem ilk hemde referans datası olarak değerlendirilebilir. Simülasyonda nötronik hesaplamalar spektrum ve difüzyon hesaplamaları çerçevesinde ele alınmış, ve nötronik analizi termal-hidrolik analizle olan kuplağı sıkı bir şekilde bu tasarım prosesine doğal olarak yansıtılmıştır.

Tezin sunuluşunda ilk planda spektrum, global (difüzyon) ve termal-hidrolik analizİN böyle bir dizayn çalışmasındaki yeri vurgulanmış ve aralarındaki bağlantı tanıtılmıştır. Hesaplamalara girdilene teori ve metodlar, özellikle yukarıdaki adımları temsil eden bilgisayar kodları için verilmiştir. Bu çalışmada 0-D spektrum kodu LEOPARD, sonlu farklar difüzyon kodu 2DB ve tek-kanal termal-hidrolik kod SCHK kullanılmıştır. Bütün tez projesine ait hesaplamalar İ.T.Ü. IBM-VMS bilgisayarında başlanmış fakat daha sonra Linux işletim sistemine geçilmiştir. Tez sunulurken bahsedilmeyen önemli bir husus, bu çalışmaya başlarken kullanılacak kodların hiçbirinin, hazır durumda olmaması durumudur. Bütün kodlar, bilgisayar sistemimize büyük efor sarfedilerek uyarlanmış, ayrıca önemli bir eforda kullandığımız LEOPARD kodu versiyonu için gerekli alternatif ENDF/B-IV kütüphanesinin yaratılması sırasında harcanmıştır.

Tasarım prosesinin ana kısmında genel dizayn prensipleri uyarınca, ilk datanın nasıl seçildiği gösterilmiş, ve buradan yola çıkarak parametrik gelişmenin nasıl sağlanacağı sunulmuştur. Buna göre herbiri defalarca iteratif döngü gerektiren adımların ilkinde, seçilen modelimiz için yakıt yerleşim konfigürasyonuna kalp ve asemble'ler için karar verilmiştir. Ancak bu safha için kabul edilebilecek güç dağılımına ve kalp çoğalma sayısına sahip olunca, takip eden adımlarda, ilk önce yanabilen zehirlerin modeline geçilmiştir. Bu adım için uygun güç haritası ve aşırı reaktivitenin makul bir kısmı karşılandığında, çevrim başı veya temiz kor dizaynı tamamlanmıştır. Aynı sistematik içinde, bunu takip eden yakıt ve yanabilen zehir yanması analizi gerçekleştirilmiş en son olarakda reaktör kontrol çubukları modellenmiştir. Bu analizi gerçekleştirirken herhangi bir adımdan önceki bir adıma geri dönmemiz bazen kaçınılmaz olarak gerekmiştir. Bütün adımlardaki döngüler, ilgili dizayn parametrelerinin, çeşitli tasarım kriterleri gözönünde bulundurularak, yakınsaması sağlanıncaya kadar tekrarlanmıştır.

Bu tezde sunulan çalışmanın, benzer tasarım çalışmalarına ışık tutacağına inanılmaktadır. Yapılan çalışma sonucu bir nükleer kalp tasarımı için gerekli bütün araçlar hazır ve kullanabilir duruma getirildi. Böylece bundan sonra farklı problemler için bütün eforu tasarıma yöneltmek daha verimli çalışmalar gerçekleştirilebilir, veya daha gelişmiş kodlar kullanılarak benzer bir çalışma yapılırken de bu tezde ortaya konulan prensiplerden yararlanılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] SESONSKE, A., Nuclear Power Plant Design Analysis, United States Atomic Energy Commission, (1973)
- [2] DUDERSTADT, J. J., Hamilton, L. J., Nuclear Reactor Analysis, John Wiley & Sons Inc., New York, (1976)
- [3] HANNERS, K., Applying Pius to Power Generation: The Secure PLWR, Nuclear Engineering International, Page 41, (December 1983)
- [4] DRUM, C. R., Optimization of Gadolinium Burnable Poison Loading by the Conjugate Gradients Method, U. of M. Ph.D. dissert, (1984)
- [5] BELL, G. I., Glasstone, S., Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold Company, New York, (1982)
- [6] DUDERSTADT, J. J., Martin, W. R., Transport Theory, John Wiley & Sons Inc., New York, (1979)
- [7] O'DELL, R. D., Alcouffe, R. E., Transport Calculations for Nuclear Analyses: Theory and Guidelines for Effective Use of Transport Codes, Los Alamos National Laboratory, New Mexico, LA-10983-MS, (1987)
- [8] STAMMLER, R. J. J., Abbate, M. J., Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design, Academic Press Inc., London, (1983)
- [9] EL-WAKIL, M. M., Nuclear Heat Transport, Intext, Scranton, (1971)
- [10] BARRY, R. F., Leopard - A Spectrum Dependent Non-Spatial Depletion Code, Westinghouse Electric Corporation, Atomic Power Division, Pittsburgh, Pennsylvania, WCAP-3269-26, (1963)
- [11] HAMMER User's Manual, EPRI, (1978)

- [12] ASKEW, J. R., Fayers, F. J., Kemshell, P. B., A General Description of the Lattice Code WIMS, Journal of the British Nuclear Energy Society, 5(1966)564-585
- [13] EPRI - CELL, User's Manual, EPRI, (1986)
- [14] STRAWBRIDGE, L. E., Barry, R. F., Criticality Calculations for Uniform Water - Moderated Lattices, Nuclear Science and Engineering, 23,58-73, (1965)
- [15] WILLIAMS, M. M. R., The Slowing Down and Thermalization of Neutrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1966)
- [16] LAMARSH, J. R., Introduction to Nuclear Reactor Theory, Addison-Wesley Publishing Company, (1966)
- [17] 2DB User's Manual - Revision I , BNWL-831 REVI, (1969)
- [18] MITH User's Manual, Michigan University, (1972)
- [19] TONG, L. S., Boiling Heat Transfer and Two Phase Flow, John Wiley & Sons Inc., (1966)
- [20] TONG, L. S., Weisman, J., Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors, American Nuclear Society, (1970)
- [21] JOHNSON, A., Hellens, R. L., Recent Improvements in LWR Physics, " Proc. Topical Mtg. on Adv. Reactor Physics ", Sun Valley, Idaho, September 1980
- [22] CASE, K. M. , DE Hoffmann, F., Placzek, G., Introduction to The Theory of Neutron Diffusion, Vol I , Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico, June 1953

EK A: ÇARPIŞMA İHTİMALİ METODU ^[2,5,14,22]

Difüzyon teori sonuçları lokalize kaynaklar, sınırlar ve ileri derecede yutucu ortamlar için geçerli değildir. Dolayısıyla pür yutucu ortamda çarpışma ihtimaline dayanan bazı özel metodların gerekli durumlarda kullanılmaları gerekir. Bunun bir örneği termal dezavantaj faktörlerin (ζ) hesabında bilinmesi gereken yüzey ve ortalama akı oranları F'in hesabında ilk-uçuş transport neticelerini iyileştirmek amacıyla bu metodun kullanılmasıdır. Fakat metodun nötronik hesaplamalarda kullanım sahası hiçbir suretle bunla sınırlı değildir. Metodu geliştirmek için hacmi V, yüzey alanı S olan bir ortamı ele alalım. Şimdi şu tanımlamalara ihtiyacımız vardır

$P_0 = V$ 'de birbiçim ve izotropik olarak dağılmış nötronların herhangi bir yutulma veya saçılma çarpışması yapmaksızın V'den ortalama kaçma ihtimali

- $P_c = V$ 'de birbiçim ve izotropik olarak dağılmış nötronların ilk çarpışmalarını ortalama V'de yapma ihtimali
- $\beta =$ İzotropik olarak V'e dışarıdan gelen nötronların ilk çarpışmalarını ortalama V' de yapma ihtimali
- $P_0^* = V$ 'de birbiçim ve izotropik olarak dağılmış nötronların herhangi bir sayıda çarpışmadan sonra V'den ortalama kaçma ihtimali
- $\beta^* =$ İzotropik olarak V'e dışarıdan gelen nötronların herhangi bir sayıda çarpışma yaptıktan sonra ortalama V'de yutulma ihtimali

Yukarıda P_0 ortamdan dışarı giden nötronların ilk-uçuş kaçma ihtimalleridir. Toplam tesir kesiti Σ olan bir ortam için bu ifade şu şekilde verilir

$$P_0 = \frac{1}{4\pi V} \iint e^{-\Sigma R(r, \hat{\Omega})} d\hat{\Omega} dV \quad (\text{A.1})$$

Burada R, nötron hareket doğrultusunda, nötronun bulunduğu konumdan yüzeye kadar olan mesafedir. Dk. (A.1)'in hesabı için V hacmi $\hat{\Omega}$ yönünde paralel tüplere bölünür. Bir tipik tübün uzunluğu R_s ve tesir kesit alanı $(\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega})dS$ olup, $dV = (\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega})dSdR$ yazılabilir ($\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} > 0$). Dolayısıyla Dk.(A.1) integre edilerek

$$P_0 = \frac{1}{4\pi \Sigma V} \iint_{\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} > 0} \mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} (1 - e^{-\Sigma R_s}) d\hat{\Omega} dS \quad (\text{A.2})$$

Eğer ortamın boyutları, nötron serbest yoluna $(1/\Sigma)$ göre çok büyükse, burada eksponansiyel terim ihmal edilir ve

$$\iint_{\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} > 0} \mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} \, d\hat{\Omega} dS = \pi S \quad (\text{A.3})$$

olduğu gözönüne alınarak Dk.(A.2) şu şekli alır

$$P_0 = \frac{S}{4\Sigma V} \quad (\text{A.4})$$

Diğer taraftan ortamın boyutları küçülürken P_0 'ın bire yaklaşacağı aşikardır. Dolayısıyla her boyuttan ortamlar için *Wigner rasyonel yaklaşımı* öngörülür.

$$P_0 \approx \frac{1}{1 + 4\Sigma V / S} \quad (\text{A.5})$$

Kaçma ihtimallerinin kesin hesabı *Dirac kord metodu* ile gerçekleştirilir. Kord burada yukarıda bahsedilen bir hacmi oluşturan paralel tüplerdir. Buna göre nötron yönü $\hat{\Omega}$, yüzey normali \mathbf{n} ise bu kordların sayısı $\hat{\Omega} \cdot \mathbf{n}$ ile orantılıdır. Bir kordun uzunluğunun R_s ile $R_s + dR_s$ arasında olma ihtimali $p(R_s)$ ise, bu şu şekilde ifade edilir

$$p(R_s) dR_s = \frac{\iint_{\hat{\Omega} \cdot \mathbf{n} > 0} \hat{\Omega} \cdot \mathbf{n} \, d\hat{\Omega} dS}{\iint_{\mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} > 0} \mathbf{n} \cdot \hat{\Omega} \, d\hat{\Omega} dS} \quad (\text{A.6})$$

$p(R)$ çeşitli belirli geometriler için literatürde hesaplanmıştır. Buna göre

$$\text{Dilim geometri (kalınlık } a) \quad P(R) = \frac{2a}{R^3}$$

$$\text{Küre (yarıçap } a) \quad P(R) = \frac{R}{2a^2}$$

$$\text{Sonsuz silindir (yarıçap } a) \quad P(R) = \frac{16a^2}{\pi R^3} \int_0^{z_0} \frac{x^4 dx}{\sqrt{(R^2 / 4a^2) - x^2} \sqrt{1 - x^2}}$$

burada

$$x_0 = \begin{cases} 1 & R > 2a \\ \frac{R}{2a} & R < 2a \end{cases}$$

Ortalama kord uzunluğu şu şekilde verilir

$$\bar{R} = \int_0^{\infty} R p(R) dR \quad (\text{A.7})$$

Yukarıda verilen herhangi bir $p(R)$ değeri için hesaplama yapılırsa

$$\bar{R} = \frac{4V}{S} \quad (\text{A.8})$$

O halde bu sonuç geometriden bağımsızdır. Şimdi Dkl.(A.6) ve (A.8)'i Dk.(A.2) de kullanarak

$$P_0 = \frac{1}{\Sigma \bar{R}} \int p(R)(1 - e^{-\Sigma R}) dR \quad (\text{A.9})$$

bulunur. Keza rasyonel yaklaşım ifadesi

$$P_0 = \frac{1}{1 + \Sigma \bar{R}} \quad (\text{A.10})$$

şeklinde yazılır. Çeşitli geometriler için \bar{R} ve P_0 değerleri literatürde yer almıştır [22].

Şimdi eğer tek bölge yerine sadece iki bölgeden müteşekkil bir sistemi ele alalım. Bunlar yakıt ve yavaşlatıcı bölgeleri olsun. Bu tezde sıkça kullanılan notasyonla 0 ve 1 sırasıyla yakıt ve yavaşlatıcı bölgelerini göstermek üzere uygun fiziksel yaklaşımlar yaparak, iki bölgeye ait ilk uçuş kaçma ihtimallerinin şu *karşılıklık* (reciprocity) bağıntısını sağladığı gösterilir

$$\Sigma_0 V_0 P_{00} = \Sigma_1 V_1 P_{01} \quad (\text{A.11})$$

Tekrar başlangıçta verilen tanımlara dönersek P_c *giden nötron ilk uçuş çarpışma ihtimali* olarak ilk uçuş kaçma ihtimali P_0 'la şu şekilde bağıntılıdır

$$P_c = 1 - P_0 \quad (\text{A.12})$$

β ise *gelen nötron ilk uçuş çarpışma ihtimali* olarak adlandırılır ve P_0 'a bağlı olarak şu şekilde verilir

$$\beta = \bar{R} \Sigma P_0 \quad (\text{A.13})$$

Eğer biz nötronların her çarpışma generasyonu sonunda yine kalbde birbiçim bir dağılıma sahip olduklarını varsayarsak, her çarpışma generasyonu katkılarını toplayarak

$$\begin{aligned} P_0^* &= (1 - P_c) + P_c \gamma (1 - P_c) + P_c \gamma P_c \gamma (1 - P_c) + \dots \\ &= \frac{1 - P_c}{1 - \gamma P_c} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

burada

$$\gamma = \frac{\Sigma_s}{\Sigma}$$

Benzer şekilde

$$\begin{aligned} \beta^* &= \beta[(1-\gamma) + \gamma P_c(1-\gamma) + \gamma P_c \gamma P_c(1-\gamma) + \dots] \\ &= \frac{\beta(1-\gamma)}{1-\gamma P_c} \\ &= \bar{R} \Sigma_a \frac{1-P_c}{1-\gamma P_c} \\ &= \bar{R} \Sigma_a P_0^* \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

bulunur.

Gerçekte birçok sayıda yakıt çubuğu bir periodik paket halinde moderatörle birbirlerinden ayrılmışlardır. Bu durum için

$$\begin{aligned} P_{00}^* &\cong P_{00} [\beta_1 + (1-\beta_1)(1-\beta_0)\beta_1 + (1-\beta_1)(1-\beta_0)(1-\beta_1)(1-\beta_0)\beta_1 + \dots] \\ &\cong P_{00} \frac{\beta_1}{1-(1-\beta_1)(1-\beta_0)} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Dk.(16) yaklaşık eşitlik nötronun her kademedeki ilk uçuş ihtimallerinin oldukça iyi sayılabilecek bir kabulde değişmediği varsayımını kullandığı için alınmıştır. Bu denklemde

$$D = 1 - \beta_1 \quad (\text{A.17})$$

alınır ve D Dancoff düzeltme faktörü olarak adlandırılır. Şimdi Dkl.(A-5) ve (A.8)'den hareketle

$$P_{e0} \cong \frac{4V_0 \Sigma_0}{S_0} P_{00} = \Sigma_0 \bar{R}_0 P_{00} \quad (\text{A.18})$$

yazılarak

$$P_{00} \cong P_{00} \frac{1-D}{1-D(1-\Sigma_0 \bar{R}_0 P_{00})} \quad (\text{A.19})$$

bulunur.

KISALTMALAR

ÇGD denklemi	:	Çok Gruplu Difüzyon denklemi
T/H	:	Termal Hidrolik
BOC	:	Begin Of Cycle (Çevrim Başı)
EOC	:	End Of Cycle (Çevrim Sonu)
NRIM	:	Narrow Resonance Infinite Mass approximation (Dar Rezonans Sonsuz Kütle yaklaşımı)
DNB	:	Departure from Nucleate Boiling (Kritik Isı Akısı)
DNBR	:	Departure from Nucleate Boiling Ratio (Kritik Isı Akısı Oranı)
Pr	:	Prandtl Sayısı
Re	:	Reynolds Sayısı

ÖZGEÇMİŞ

13 Ekim 1968 yılında Tahran'da doğdu. İlk ve Orta öğrenimimi İran'da yaptı. Lise eğitimini ise Ankara Özel İran okulunda 1986 yılında bitirdi ve aynı yıl İstanbul Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik mühendisliği bölümünde yüksek öğrenime başladı. 1991 yılında Fizik mühendisi olarak mezun oldu ve yine aynı yıl İstanbul Teknik Üniversitesi Nükleer Enerji Enstitüsünün açmış olduğu yüksek lisans sınavını birinci olarak kazandı ve yüksek lisans eğitimine başladı.

